

Tesis de Licenciatura en Astronomía

ESTUDIO CINEMÁTICO DE UN FLUJO MOLECULAR
EN LA REGIÓN DE SERPENS SOUTH USANDO
OBSERVACIONES INTERFEROMÉTRICAS

TATIANA MAGALÍ RODRÍGUEZ

DIRECTOR: Dr. Manuel Fernández López

CO-DIRECTORA: Dra. María Mercedes Vazzano

LA PLATA, JUNIO 2019

--



Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata

--

Agradecimientos

Primero que nada quiero recalcar que sin la Universidad pública hoy yo no sería Astrónoma. Siempre defenderé la educación como un derecho y promoveré medidas para que cada día más personas puedan acceder a ella.

Gracias a Mercedes y a Manuel, mis directorxs, por guiarme en el camino que elegí, por enseñarme con tanta paciencia y esmero y por alentarme a seguir.

Le agradezco con el corazón a todxs los amigxs que me acompañaron en estos años, por cada mate, película, día de estudio y risas. Me llena el alma haberme cruzado en la vida con tanta gente hermosa, tanta que no podría nombrarlxs a todxs en unos pocos renglones. Los recuerdos junto a ustedes, amigxs, son lo más importante que tengo.

Gracias también a la Agrupación Estudiantil Inti. Cada una de las personas que son y fueron parte de Inti aportaron en cierta medida a que yo me convierta en la profesional comprometida que soy hoy. A lxs más viejxs, gracias por escucharme, por insitarme a leer y a meterme, por enseñarme a nunca quedarme de brazos cruzados. A las nuevas generaciones, gracias por mantener vivo el fuego y continuar día a día abriendo espacios y luchando por una Universidad y un futuro más justo.

A mis padres les agradezco por el enorme sacrificio que hicieron y hacen por mí. Les debo mi perseverancia, determinación y obstinación. Gracias por cuestionarme todo y aún así acompañarme en mis decisiones. Gracias por no tirarme abajo cuando decidí comenzar a estudiar Astronomía. Gracias por todos esos años de trabajo para que yo pudiera estudiar. Gracias por dejar todo por mí y mi futuro.

Gracias también a mi hermana Lara. Todos los años que estuvimos juntas, ese tiempo que se sentía como si fuésemos solo nosotras contra el mundo, fuiste la mejor compañía. Charlar con vos siempre supo hacerme bien, con tus muestras raras y esporádicas de cariño. Te admiro por lo que estas haciendo y construyendo, sos enorme y sé que siempre voy a poder contar con vos.

Gracias a mi abuela Teresina, a mi abuela Ana y a mi abuelo Camilo. No puedo poner en palabras lo que siento por ustedes, pero sí decir que aprendí creciendo con ustedes que hay muchas formas de vivir la vida, muchos mundos, muchas religiones e historias, y que el amor y el respeto unen a las personas más diferentes.

Por último quiero agradecerle a Julián y a su familia. Gracias por siempre estar conmigo, por alentarme, por amarme. Gracias por ser mi sostén, por ayudarme levantarme cada vez que no podía ni salir de la cama, por no parar de repetirme que puedo con todo lo que me proponga. Los últimos meses de mi carrera son inimaginables sin vos al lado mío. Tu confianza en mí fue una de las principales cosas que me llevaron a dar mi mayor esfuerzo para estar hoy donde estoy. Sos una persona fuerte, cariñosa, divertida y hermosa. Te amo infinito.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Formación estelar	1
1.2. Jets y flujos moleculares	4
1.2.1. Flujos moleculares gigantes	6
1.2.2. Jets con diferentes morfologías	6
1.3. Serpens South	11
1.4. Objetivos de este trabajo	12
2. Nuestras observaciones	17
2.1. CARMA	17
2.1.1. Proyecto Classy	17
3. Resultados	21
3.1. Emisión de continuo a 3 mm	21
3.2. Emisión de línea	22
3.2.1. Mapas de momento 0	22
3.2.2. Mapas de momento 1	26
3.2.3. Mapas de momento 2	26
3.2.4. Espectros	30
3.2.5. Diagramas posición-velocidad	31
3.2.6. Masa, momento y energía del flujo molecular asociado a la fuente MM4	31
3.3. Masa dinámica	35
3.4. Observaciones en la banda infrarroja	35
4. Análisis y discusión	39
4.1. Flujo molecular asociado a MM4	39
4.2. MHO3255 y MHO3253	41
4.3. B7 y MHO3254	42
4.4. MM4: core molecular en rotación	42
5. Resumen y comentarios finales	45
Bibliografía	47
Apéndice	50

Capítulo 1

Introducción

1.1. Formación estelar

Hasta mediados del siglo XX el estudio de la formación estelar se restringía al análisis de *registros fósiles* de dicho proceso, como cúmulos estelares o asociaciones OB. De todas maneras, dos cosas eran claras: (1) en la vecindad solar la formación estelar se encuentra activa, y (2) la formación de estrellas de baja masa ($0.3 M_{\odot} < M < 3 M_{\odot}$) es más frecuente que la de estrellas de alta masa ($M \geq 8 M_{\odot}$) (Salpeter 1955).

Durante las décadas de 1970 y 1980, a partir del estudio de objetos Herbig-Haro (e.g., Dopita et al. 1982; Mundt & Fried 1983; Reipurth et al. 1986) se detectaron un gran número de candidatos a protoestrellas y objetos estelares jóvenes (YSOs por sus siglas en inglés). El avance tecnológico de los instrumentos de observación en longitudes de onda larga (satélites IR, telescopios espaciales, radiotelescopios e interferómetros) ha contribuido enormemente al estudio de estos objetos prematuros en etapas cada vez más tempranas, aunque aún hoy no se conocen con exactitud los procesos que gobiernan la formación estelar. A continuación haré un pequeño repaso de las primeras etapas en el nacimiento de un YSO de masa baja o intermedia según la teoría más aceptada hoy en día, desarrollada por Shu et al. (1987) y esquematizada en la Figura 1.1.

El proceso de formación estelar comienza al fragmentarse una nube molecular en uno o más núcleos pre-estelares. En un instante dado el núcleo pre-estelar, hasta el momento sostenido por las fuerzas magnéticas y movimientos turbulentos de la nube primigenia, se vuelve gravitacionalmente inestable y colapsa formando un núcleo protoestelar que aumenta su masa a medida que toda la envoltura (que es material de la nube molecular en caída libre hacia el centro) es acretada. Mientras el núcleo crece, el material más externo tiende a distribuirse en un disco perpendicular al eje de rotación del núcleo protoestelar debido a la atracción gravitacional y las fuerzas centrífugas. Este se conoce como disco de acreción.

Se puede clasificar a los YSOs en cuatro clases de acuerdo a su distribución espectral de energía, como se puede ver en la Figura 1.2. Los YSOs clase 0 son los más tempranos, se caracterizan por emitir principalmente en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas (debido a la gran cantidad de polvo frío que forma su envoltura). Su distribución espectral es comparable con la de un cuerpo negro de entre 15 y 30 K y tienen apenas unas decenas de miles de años de antigüedad. Los YSOs de clase 0 se encuentran en una etapa donde la tasa de acreción es muy grande, lo cual lleva aparejado un incremento del momento angular del sistema y, para evitar la fragmentación del mismo, se generan vientos que disipan parte del momento angular del material que está siendo acretado. Estos vientos dan lugar a *jets* bipolares lanzados desde la región ecuatorial más interna del sistema en rotación. Si los *jets* son disparados desde el disco de acreción (vientos de disco o *disk-wind*, Konigl & Pudritz 2000) o desde la superficie protoestelar (vientos en X o *X-wind*, Shu et al. 2000) aún está en discusión.

Al pasar unos cientos de miles de años, alrededor del 50% de la envoltura ha sido acretada: tenemos ahora un YSO clase I. Estos objetos tienen un pico de emisión en el IR medio pero se caracterizan por su fuerte emisión en el IR lejano. Presentan *jets* y flujos moleculares aunque no tan prominentes como los de objetos más jóvenes.

A partir del trabajo de Hayashi (1961), quien desarrolló modelos de formación estelar temprana, se logró establecer que las estrellas variables de tipo T-Tauri eran en realidad objetos de pre-secuencia principal (Hayashi & Nakano 1963; Iben 1965), YSOs de clase II (con disco ópticamente delgado) y clase III (con disco ópticamente grueso). Para ese entonces ya han pasado decenas de millones de años desde la fragmentación de la nube primigenia, ya no queda prácticamente envoltura y el núcleo protoestelar está en una etapa de

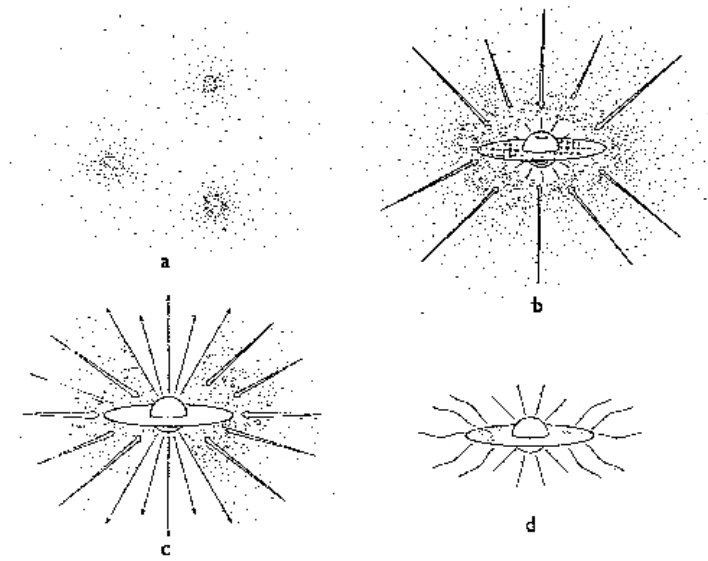


Figura 1.1. Escenario de formación de una estrella de baja masa de acuerdo al trabajo de [Shu et al. \(1987\)](#). La nube primigenia se fragmenta en grumos más pequeños (a) que eventualmente colapsan gravitatoriamente formando un núcleo pre-estelar (b). Este núcleo aumenta de tamaño a medida que acreta material de la nube. Se generan vientos estelares y, debido a la atracción gravitacional y las fuerzas centrífugas, el material más externo forma un disco de acreción (c). Al acabar el proceso de acreción tendremos una estrella con un disco circunestelar (d).

contracciones y expansiones en busca del equilibrio termodinámico ([Hayashi & Nakano 1965](#)). Estos objetos pueden ser observados en el IR cercano y en el óptico. En el momento que las condiciones del núcleo sean propicias para comenzar la fusión de hidrógeno, la acreción se frenará por acción de la presión de radiación, la cual a su vez terminará de barrer el material circundante que no ha sido acretado ni forma parte del disco protoplanetario, y estaremos frente a una estrella ingresando a la secuencia principal.

El caso de las estrellas de alta masa

El modelo teórico de formación estelar que venimos desarrollando hasta el momento falla al momento de intentar explicar la formación de estrellas de gran masa. Los núcleos estelares con masas mayores a $10 M_{\odot}$ son lo suficientemente calientes como para empezar a tener reacciones nucleares, emitiendo así fotones energéticos capaces de ionizar el polvo en caída libre. Esto aumentará la presión de radiación y frenará la acreción, dándonos así una cota para la masa ([Yorke & Kruegel 1977](#)). A continuación expondremos brevemente dos modelos teóricos desarrollados para tratar de explicar la formación de estrellas de alta masa.

Uno de ellos es el conocido como *colapso monolítico* ([Yorke & Sonnhalter 2002](#)). Este busca adaptar la teoría pre-existente a la situación que debería darse para que núcleos estelares de masas mayores a $10 M_{\odot}$ puedan formarse. Otros autores afirman que este mecanismo de acreción amplificada sigue sin tener buenos resultados en estrellas tipo O (e.g., [Zinnecker & Yorke 2007](#)).

El segundo método parte de la base de que las estrellas masivas se encuentran en la parte central de cúmulos o asociaciones numerosas (e.g., [Stahler et al. 2000](#)), e incluso la existencia de estrellas OB de tipo *run away* ha sido bien explicada partiendo de un entorno de formación densamente poblado ([Clarke & Pringle 1992](#)). Este mecanismo explora la posibilidad de que la formación de estrellas de alta masa sea el resultado de la fusión (o *merger* en inglés) de estrellas de masa menor.

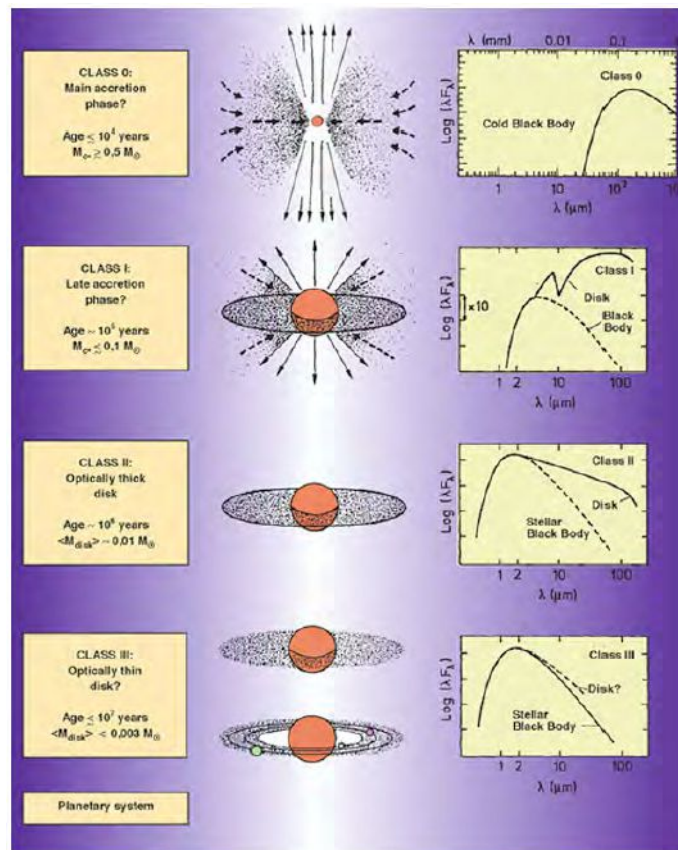


Figura 1.2. Clasificación de los YSOs según su distribución espectral de energía. En el centro tenemos una esquematización basada en el trabajo de [Shu et al. \(1987\)](#), a la izquierda una descripción de las clases en las que se clasifican los YSOs y a la derecha la distribución espectral de energía característica de cada clase. Figura tomada de [Fuente \(2001\)](#).

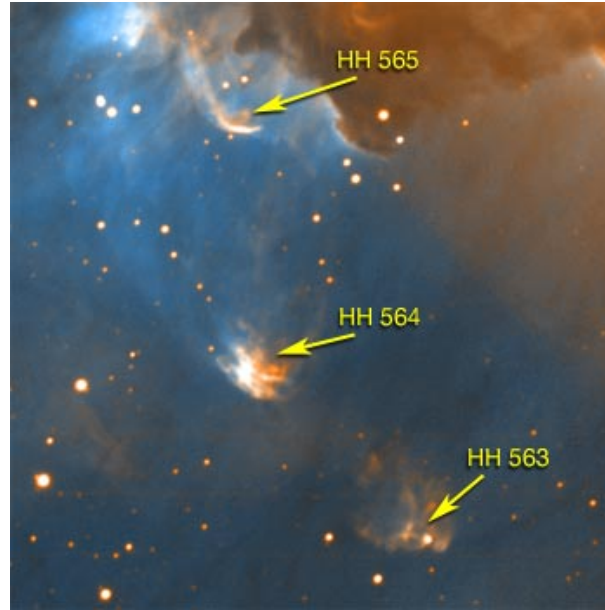


Figura 1.3. Tres objetos Herbig-Haro en la nebulosa del Pelicano. Figura adaptada de la página web: <https://www.noao.edu/outreach/press/pr03/hh563-5.html>

1.2. Jets y flujos moleculares

A principios de la década de 1950 fueron observados por primera vez los objetos Herbig-Haro (Figura 1.3), nombrados así por sus descubridores (Herbig 1950; Haro 1952). Estos objetos tienen apariencia nebulosa, un tamaño típico de 0.01 pc y pueden ser observados en el óptico. Dos décadas después, tras examinar detenidamente sus espectros, se llegó a la conclusión que estos objetos eran producto de ondas de choque, y tomó diez años más asociarlos con *jets* impulsados por protoestrellas. Hacia esta época se descubrieron además otras manifestaciones de estos *jets*, como vientos, máseres de alta velocidad de OH y H₂O, flujos moleculares bipolares, líneas de emisión de H₂ y [FeII], entre otros (e.g., Snell et al. 1980; Weaver et al. 1965; Cheung et al. 1969; Bally et al. 1980; Bally & Lada 1983).

La gran mayoría de las protoestrellas estudiadas, embebidas aún en su envoltura, son fuente de *jets* y flujos moleculares (e.g., Edwards & Snell 1982; 1983; 1984; Bally & Lada 1983). Bontemps et al. (1996) estudiaron 45 protoestrellas de clase 0 y I de baja masa y sus resultados respaldan lo teorizado por Shu et al. (1987) en cuanto a que la eyección de material es resultado de la acreción, y determinaron además que aquellos *jets* propulsados por protoestrellas de clase 0 son al menos un orden de magnitud más energéticos que los impulsados por fuentes más evolucionadas.

La hipótesis subyacente es que la mayoría de los sistemas astrofísicos en donde se combina rotación, campos magnéticos y acreción de material son fuentes de *jets* bipolares (e.g. estrellas simbióticas, nebulosas protoplanetarias, AGNs). Estos *jets* se forman de acuerdo a lo descrito por el mecanismo magnetocentrífugo, desarrollado por Blandford & Payne (1982), el cual puede sintetizarse de la siguiente forma: el material ionizado entre la protoestrella y el disco, al estar en movimiento, genera corrientes eléctricas que dan lugar a campos magnéticos; estos campos canalizan otras partículas cargadas y así el sistema se va retroalimentando. Parte del material que está siendo acretado por la protoestrella se acopla al campo magnético y al acercarse al centro del sistema y ganar momento angular es eyectado, siguiendo las líneas de campo, como un viento de plasma que da lugar a un *jet*.

Cuando el *jet* a gran velocidad (puede alcanzar incluso los 500 km/s) se encuentra con el medio interestelar (a velocidades típicas de entre 5 y 15 km/s) se genera un frente de choque. La forma de estos frentes de choque se asemeja al choque de proa que se da en los barcos al navegar, de ahí su nombre en inglés: *bow shock*. El *jet* arrastra al gas de la nube molecular primigenia y lo acelera, dando lugar a flujos moleculares, que están formados por material de la nube a mayor velocidad que el resto (entre 20 y 100 km/s). Esto se puede ver esquematizado en la Figura 1.4.

Para caracterizar los *jets* y los flujos moleculares se utilizan cuatro observables: (1) factor de colimación, que es el cociente entre el largo y el ancho del objeto; (2) tiempo dinámico (τ_{dyn}), que es el cociente entre

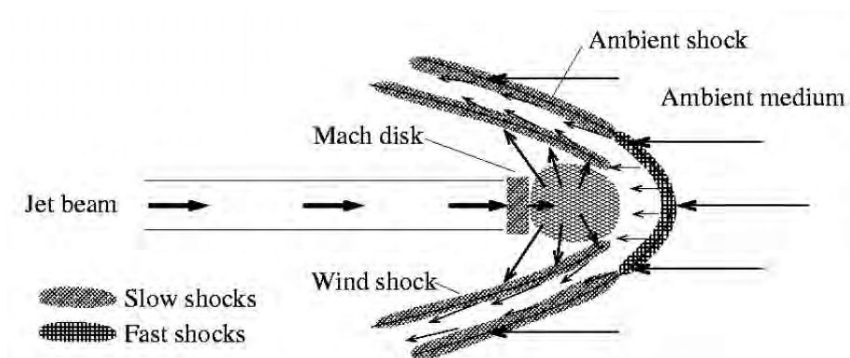


Figura 1.4. Esquema de un *bow shock*. Adaptada de la web <http://www.eso.org/~tstanke/thesis/fig7.html>.

Tabla 1.1. Caracterización de *jets* y flujos moleculares.

	Factor de colimación	τ_{dyn} [años]	Velocidad [km s^{-1}]
Jet	alto	$10^2 - 10^3$	100 - 500
Flujo	bajo	$10^4 - 10^6$	< 100

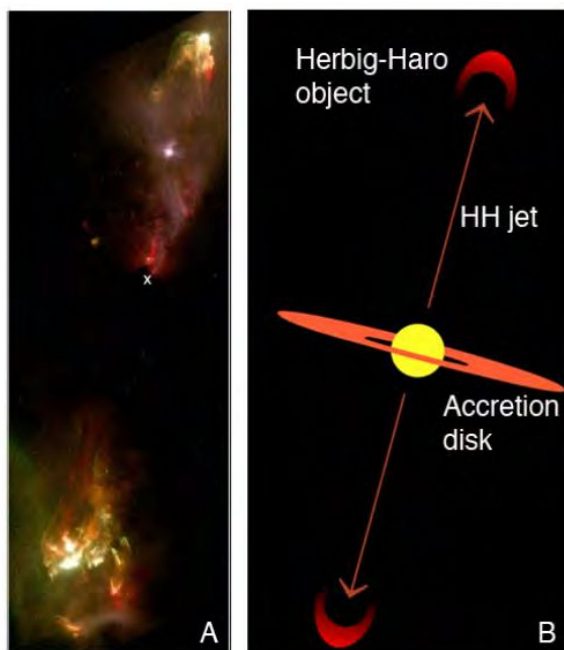


Figura 1.5. A: Composición en 3 colores de HH 1 y HH 2 en la nube molecular de Orión con datos del Telescopio Espacial Hubble. Con verde se ve la línea de $H\alpha$ a 6463\AA , con rojo [SII] y el continuo de radio en azul. Con una cruz se marca la fuente VLA1. B: Esquema del escenario paradigmático de formación estelar. Una protoestrella con un disco de acreción genera un jet que al impactar en el medio circundante da origen a un objeto Herbig-Haro. Figura tomada de [Guenther \(2009\)](#).

la longitud del objeto y su velocidad promedio; (3) ángulo de apertura y (4) ángulo de posición, el cual se mide desde el norte hacia el este. Los *jets* presentan un alto grado de colimación, escalas de τ_{dyn} de entre 10^2 y 10^3 años, y velocidades supersónicas de entre 100 y 500 km s⁻¹ (teniendo en cuenta que la velocidad promedio del sonido en el medio interestelar a 10 K es de 0.2 km/s). En cuanto a los flujos moleculares, el factor de colimación es más bien bajo, con τ_{dyn} entre 10^4 y 10^6 años, y velocidades típicas de entre 20 y 100 km/s (e.g., [Bachiller 1996](#); [Reipurth & Bachiller 1997](#); [Bally & Lada 1983](#); [Reipurth & Bally 2001](#)). Podemos ver en la Tabla 1.1 los valores típicos de factor de colimación, tiempo dinámico y velocidad para *jets* y flujos moleculares.

En resumen, como podemos ver en la Figura 1.5, la acreción da lugar a un disco de acreción y *jets* bipolares. Al impactar el *jet* contra el material circundante se genera un frente de choque con forma de *bow shock* (objeto Herbig-Haro) y acelera el material de la nube molecular primigenia. El material de la nube a mayor velocidad que el resto es lo que se conoce como flujo molecular.

1.2.1. Flujos moleculares gigantes

En un principio se adjudicaba a los flujos moleculares un tamaño promedio de 0.3 pc, pero tras el estudio morfológico realizado por [Bally & Devine \(1994\)](#) de una cadena de objetos HH que resultaron ser parte de un mismo flujo molecular de unos cuantos parsecs de longitud, el espectro se amplió enormemente. Hoy en día se cree que los flujos moleculares gigantes no son la excepción, e incluso se han registrado aquellos que superan los 15 pc de extensión, como es el caso de HH 80-81 que se puede ver en la Figura 1.6 ([Marti et al. 1993](#); [Masqué et al. 2012](#)).

A medida que un flujo se aleja de la fuente eyectora se vuelve más difícil el estudio de sus propiedades debido a la interacción con el medio interestelar, que puede por ejemplo deformar el flujo. La presencia de múltiples protoestrellas en la región puede hacer que los flujos vecinos contaminen las observaciones ([Bally & Devine 1994](#)), dificultando así la determinación de las propiedades físicas del flujo, como su tamaño y movimiento propio. A su vez, los flujos gigantes interactúan fuertemente con la nube molecular progenitora. [Reipurth et al. \(1997\)](#) hicieron un estudio a fondo de un gran número de flujos moleculares gigantes, a continuación expondré algunas de sus conclusiones:

- i. La variabilidad en la tasa de pérdida de masa deja como rastro varios frentes de choque consecutivos, conocidos como nudos, seguidos de una capa de enfriamiento ([Heathcote et al. 1996](#)). Los autores llegaron a la conclusión de que pequeñas variaciones en la velocidad (< 40 km/s) ocurren en intervalos de tiempo más bien cortos (entre 10 y 500 años), mientras que es raro observar variaciones de velocidad más bruscas.
- ii. El tiempo dinámico de los flujos estudiados es comparable con el tiempo que dura la etapa de principal acreción.
- iii. Los frentes de choque pueden disociar moléculas y hasta ionizar los átomos resultantes, alterando así la química de las nubes moleculares ([Charnley et al. 1990](#)). Los choques a velocidades mayores a 50 km/s pueden ionizar el C así como el H, cuya recombinación dará lugar a H₂ y CI. La sucesión de estos choques en el medio interestelar puede detener el envejecimiento químico, es decir, la formación de moléculas complejas en la nube molecular (e.g., [Xie et al. 1995](#)).

Por otro lado, el grado de impacto que tienen los flujos moleculares en la turbulencia de las nubes progenitoras es un tema en discusión. La tasa de formación estelar en nubes moleculares observadas en la Vía Láctea ha resultado ser apreciablemente menor que la esperada si la fuerza de gravedad fuera la única involucrada. Esta baja eficiencia ha sido atribuida a campos magnéticos ([Mestel & Spitzer 1956](#); [Shu 1983](#); [Crutcher 2012](#)), al corto tiempo de vida de las nubes moleculares ([Murray 2011](#); [Dobbs & Pringle 2013](#)), y a la turbulencia ([Larson 1981](#); [Federrath 2015](#)). La discusión sobre si los flujos moleculares son cruciales para mantener la turbulencia de la nube o no aún no está saldada. En este sentido, si los flujos moleculares gigantes son más usuales de lo que se pensaba, su estudio es una pieza importante a tener en cuenta al momento de caracterizar las regiones de formación estelar.

1.2.2. Jets con diferentes morfologías

No todos los *jets* observados tienen la forma simétrica, recta y bipolar que predice la teoría. En cambio, existe todo un *zoológico* de objetos observados, como por ejemplo *jets* asimétricos, con forma de C, de S o

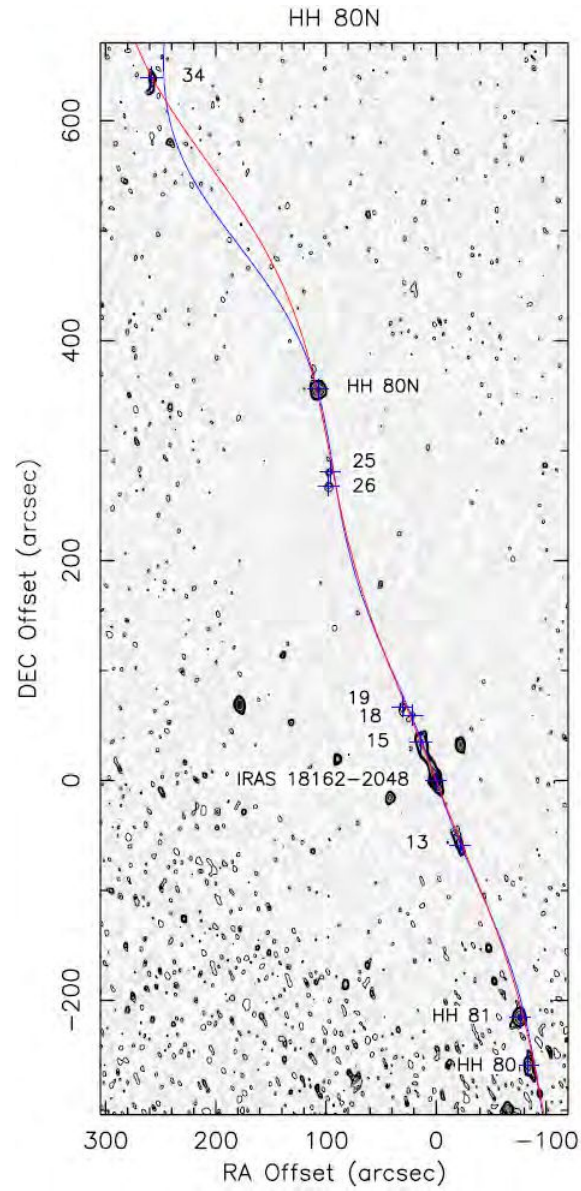


Figura 1.6. Imagen del lóbulo norte del *jet* HH 80/81/80N. Las observaciones fueron tomadas en la configuración C de JVLA/VLA. En azul y rojo se marcan dos modelos de trayectoria del flujo molecular. Imagen tomada de [Masqué et al. \(2012\)](#).

1. Introducción

serpenteante, monopulares (cuya naturaleza no es clara, aunque podría deberse a que solo haya material de la nube original hacia uno de los lados, e.g. [Louvet et al. 2018](#)), *jets* desviados de su trayectoria original, o fruto de eyecciones episódicas.

Comprender la naturaleza de la variabilidad de los *jets* nos proveerá de información acerca de los procesos físicos involucrados en la interacción de los *jets* con el medio circundante, o incluso acerca de la dinámica del sistema que los origina.

Jets precesantes

En los trabajos de [Eisloffel & Mundt \(1997\)](#) y [Fendt & Zinnecker \(1998\)](#) se puede encontrar un estudio detallado de los posibles mecanismos involucrados en la precesión de *jets* protoestelares. En los mismos se habla de las diferentes simetrías que generan diversos procesos físicos, los cuales enumeraré a continuación a modo de reseña:

- Simetría especular
 - Sistema binario coplanar donde una de sus componentes emite un *jet*.
 - Fuente en movimiento perpendicular a la dirección del *jet*.
- Simetría puntual
 - Precesión del *jet* por desalineación entre el eje de rotación y el campo magnético de la protoestrella.
 - Acción de las fuerzas de marea en un sistema binario no-coplanar.

Algunos *jets* precesantes que pueden encontrarse en la literatura son por ejemplo el correspondiente a la fuente NGC 2264 G (estudiado por [Teixeira et al. \(2008\)](#) y que puede verse en la Figura 1.7), o el *jet* V380 Ori-NE ([Davis et al. 2000](#)).

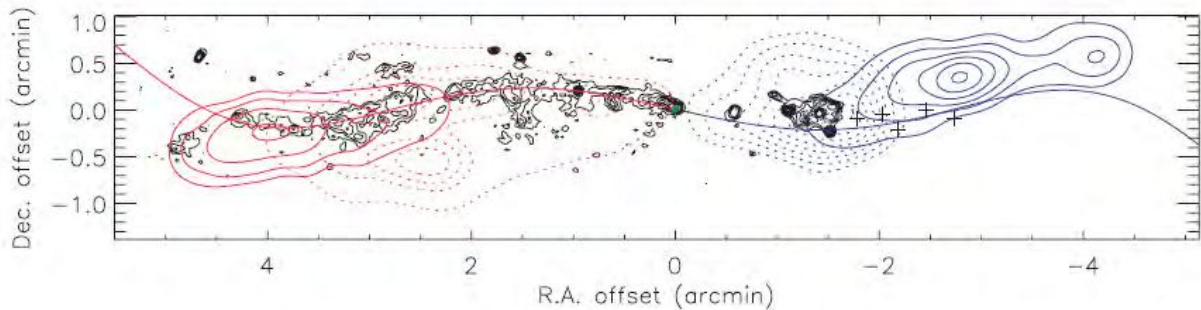


Figura 1.7. Flujo molecular bipolar precesante asociado a la fuente NGC2264G. En contornos negros se ve la emisión infrarroja, con contornos azules y rojos la emisión de CO con velocidades desplazadas hacia el azul y el rojo, respectivamente. Con una curva negra los autores han superpuesto un modelo de precesión. Imagen tomada de [Teixeira et al. \(2008\)](#).

Jets curvados

Este tipo de sistemas presentan una clara simetría especular. En los trabajos de [Cerqueira & de Gouveia Dal Pino \(1999\)](#) y [Hurka et al. \(1999\)](#) se han discutido diversos escenarios de origen de estos *jets*: se adjudica esta morfología a protoestrellas tipo *run away* (que se encuentran en movimiento a medida que eyectan material), o a la presencia de un campo magnético externo o viento que esté arrastrando el *jet* (*side wind jet*), proveniente de, por ejemplo, una asociación OB cercana a la protoestrella. Podemos ver en la Figura 1.8 simulaciones llevadas a cabo por [Hurka et al. \(1999\)](#) de un *jet* protoestelar siendo afectado por un campo magnético externo.

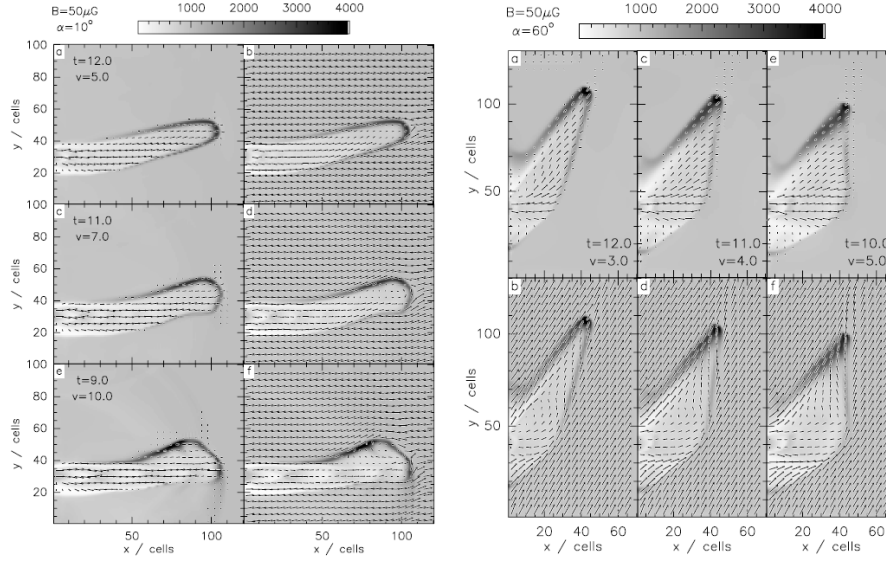


Figura 1.8. Simulaciones de [Hurka et al. \(1999\)](#) de un *jet* protoestelar a diferentes velocidades y en dos ángulos de propagación α diferentes ($\alpha_{izda} = 10^\circ$, $\alpha_{dcha} = 60^\circ$) bajo la influencia de un campo magnético externo $B = 50 \mu\text{G}$ en tres diferentes distribuciones.

Jets deflectados: el caso de HH 270/110

A medida que un *jet* emerge de la nube molecular progenitora, puede encontrarse con objetos más densos del medio. La existencia de colisiones entre *jets* y nubes moleculares es el ejemplo más directo de introducción de energía mecánica y momento por parte de una protoestrella en el medio circundante. De esta manera, puede entenderse a los *jets* como un generador de turbulencia que soporta la nube en contra del colapso gravitatorio, explicando así en parte la baja eficiencia de formación estelar que se observa en la Vía Láctea (e.g., [Federrath 2015](#)). Los mecanismos generadores de turbulencia (*protostellar feedback*) aún no están bien determinados, por lo cual la caracterización de cada uno de ellos es de importancia para la comunidad científica (e.g., [Feddersen et al. 2018](#)).

El objeto HH 110, en la región de Orión, es un *jet* altamente colimado para el cual, a pesar de los numerosos estudios realizados en diferentes longitudes de onda, no se encontró ninguna fuente progenitora a lo largo de su eje. [Reipurth et al. \(1996\)](#) hicieron un estudio cinemático de HH 110 y de HH 270, un flujo un poco más débil ubicado al Noreste de HH 110, con su contraparte y fuente bien definidas, y llegaron a la conclusión de que se trataba de un mismo flujo deflectado debido a la colisión con una nube molecular densa en la vecindad de HH 270. Se puede ver en la Figura 1.9 una imagen $H\alpha$ del sistema. A partir del trabajo de [Reipurth et al. \(1996\)](#) se han realizado numerosos estudios observacionales, teóricos, simulaciones y experimentos de laboratorio ([Raga & Canto 1995](#); [Rodríguez et al. 1998](#); [de Gouveia Dal Pino 1999](#); [López et al. 2005](#); [Coker et al. 2007](#); [Hartigan et al. 2009](#)), los cuales respaldan el escenario de colisión jet-nube propuesto.

Por otro lado, [Kajdič et al. \(2012\)](#) estudiaron los movimientos propios de los flujos moleculares de toda la región circundante a HH 270/110. Debido a la gran cantidad de *jets* y flujos moleculares en la vecindad del sistema (como se puede ver en la Figura 1.10), los autores no descartan que la desviación de HH 270 se deba en realidad a su colisión con otro *jet*, el asociado al objeto HH 491.

Otros sistemas que parecen presentar la deflexión de un *jet* por colisión con el medio han sido estudiados previamente, como NGC 2264 G ([Fich & Lada 1997](#)) – que luego fue estudiado como un *jet* precesante por [Teixeira et al. \(2008\)](#) –, Cep A HW3d ([Rodríguez et al. 2005](#)) y MSXG34 ([Paron et al. 2014](#)), pero las evidencias no son concluyentes para ninguno de estos casos; es decir, hasta el momento el caso de HH 270/110 es el único sistema observado alrededor del cual existe cierto consenso en cuanto a la existencia de una deflexión y la naturaleza de la misma.

En este sentido, encontrar nuevos candidatos a *jets* deflectados por una colisión afianzaría la noción de que este tipo de interacción es posible y se da en la naturaleza. Su estudio nos llevaría un paso más adelante en la caracterización física de estos eventos. Entender la naturaleza de este tipo de eventos es clave para

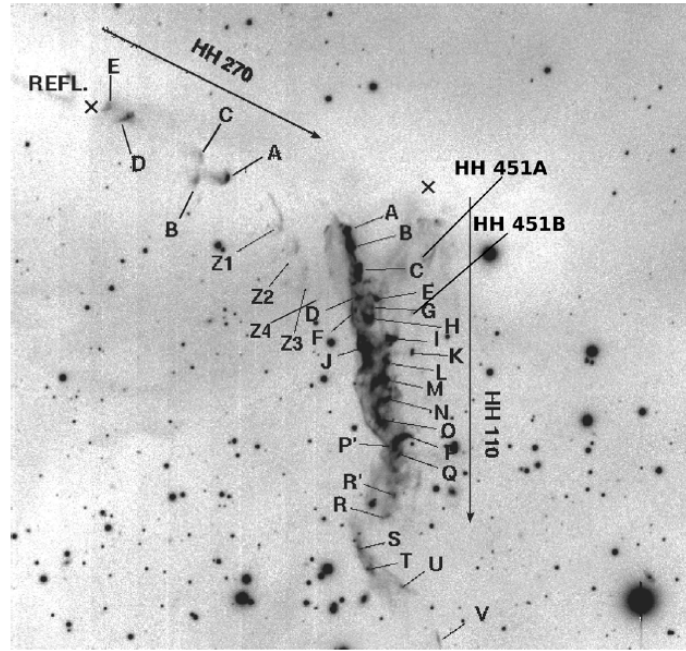


Figura 1.9. Imagen $H\alpha$ del sistema HH 270/110 tomada de [Kajdič et al. \(2012\)](#). Con letras se marcan los nudos.

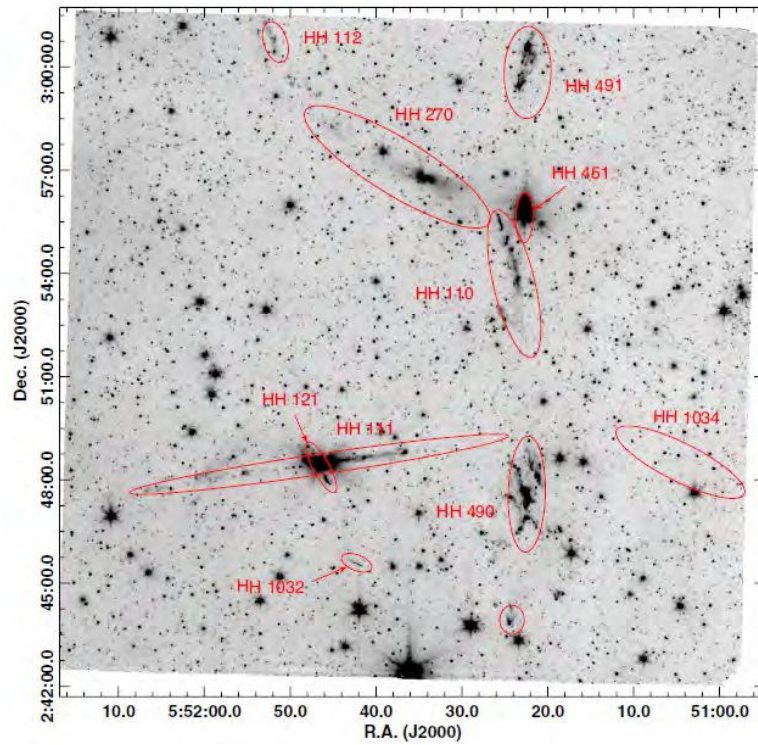


Figura 1.10. Imagen infrarroja de H_2 en la región circundante al sistema HH 270/110, donde se pueden ver numerosos objetos HH. Tomada de [Kajdič et al. \(2012\)](#).

poder respondernos además la pregunta ¿cómo es posible que un medio prácticamente vacío, que contiene unas 10^5 partículas por cm^3 , logre desviar la trayectoria de un *jet* protoestelar y mantenerlo colimado?

1.3. Serpens South

Las formación de moléculas en el medio interestelar se da en regiones de alta densidad y su preservación queda sujeta a la cantidad de granos de polvo que haya en la región (que protegen a las moléculas de fotones muy energéticos que pudieran disociarlas). Las *nubes moleculares* son regiones muy frías y densas del medio interestelar. Están compuestas mayoritariamente por H_2 y presentan trazas de otras moléculas. El estudio de las moléculas de ^{12}CO ($J=1-0$) y ^{13}CO ($J=1-0$) en nubes moleculares gigantes ha revelado la naturaleza grumosa y filamentaria de las nubes moleculares (e.g., Maddalena et al. 1986; Bally et al. 1987; Blitz 1991).

La mayoría de las estrellas en nuestra galaxia se forman en grupos o cúmulos dentro de nubes moleculares de estructura filamentaria (e.g., Abt & Levy 1976; Lada & Lada 2003). Estas nubes generalmente cuentan con un núcleo donde se pueden hallar numerosos objetos estelares jóvenes y filamentos en los cuales el número de objetos Clase 0 y núcleos pre-estelares es mayor (Myers 2009; André et al. 2014).

Serpens South es una nube molecular detectada por primera vez por Gutermuth et al. (2008) en la banda de absorción de $8\ \mu\text{m}$ con Spitzer IRAC en la región de la Grieta del Águila (*Aquila Rift*) como podemos ver en la Figura 1.11 (izquierda). Estudios subsecuentes de la emisión de continuo y emisión de líneas moleculares confirmaron que esta nube densa centrada en $(\alpha, \delta)_{(J2000)} = (18:30:00, -02:00:00)$ es una región de formación estelar activa, de unos 3 pc de extensión, de estructura filamentaria y masa intermedia (André et al. 2010; Kirk et al. 2013; Fernández-López et al. 2014).

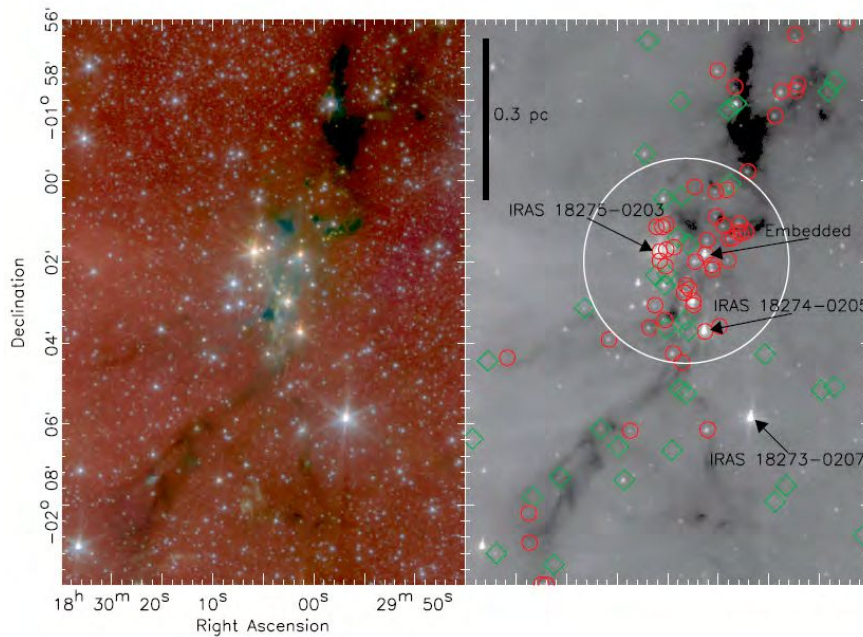


Figura 1.11. Izda.: mosaico de Spitzer IRAC a tres colores. Podemos ver azul, verde y rojo la emisión a 3.6 , 4.5 y $8.0\ \mu\text{m}$, respectivamente. Dcha.: distribución espacial de los YSOs detectados sobre una imagen en $8\ \mu\text{m}$ de Serpens South. Se ven marcados con círculos rojos los YSOs de clase I, con diamantes verdes los YSOs de clase II y con un círculo blanco se delimita el núcleo central de formación. Imagen tomada de Gutermuth et al. (2008).

El estudio de Serpens South supone un gran atractivo por tres razones principales: (1) cuenta con una gran concentración de YSOs a lo largo de su estructura filamentaria; (2) Gutermuth et al. (2009) calcularon la proporción de protoestrellas de clase II respecto a las de clase I y el resultado fue 0.7, siendo el valor promedio para otros cúmulos cercanos de 3.7; a partir de esto infirieron que Serpens South es una región de unos 4 Myr de antigüedad aproximadamente. La juventud de la región es una ventaja al momento de estudiar los *jets* y flujos moleculares resultantes de la acreción tanto en los filamentos como en el núcleo central, ya

que el tiempo transcurrido es relativamente poco como para que las condiciones de formación inicial hayan cambiado drásticamente; (3) es una región relativamente cercana ($d < 500$ pc). Mediante mediciones de la extinción de estrellas cercanas se calculó para Serpens Main, otra nube molecular en *Aquila Rift*, una distancia de ≈ 260 pc. Dada la similitud de velocidades en el LSR de Serpens South y Serpens Main, se tomó el mismo valor de distancia para ambas. Más adelante, mediante el estudio de la paralaje de distintas fuentes que se creen cercanas a Serpens South hechas con VLBA, se adoptó una distancia de 436 ± 9.2 pc (Ortiz-León et al. 2017).

Sugitani et al. (2011) hicieron un estudio de la polarización de Serpens South, y notaron que el campo magnético está más bien ordenado y con dirección mayormente perpendicular (en proyección) al filamento principal que se extiende en dirección norte-sur, como se puede ver esquematizado en la Figura 1.12. Concluyen que esto es un indicio de que el campo magnético podría desempeñar un papel importante en la regulación de la formación estelar a lo largo del filamento principal.

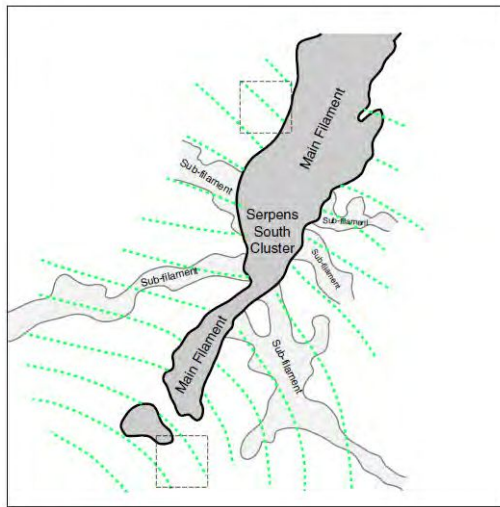


Figura 1.12. Dibujo esquemático de la polarización de Serpens South. Con líneas sólidas se marcó el contorno de la nube y con líneas punteadas verdes se marcaron las líneas del campo magnético. Imagen tomada de Sugitani et al. (2011)

1.4. Objetivos de este trabajo

Nakamura et al. (2011) estudiaron previamente los flujos moleculares de la región de Serpens South con observaciones de ^{12}CO ($J=3-2$) y HCO^+ ($J=4-3$) tomadas con el telescopio ASTE de 10 m. Se puede ver en sus mapas que una gran parte de los flujos moleculares se encuentran agrupados en el núcleo central de formación, para el cual estimaron una masa de $80 M_{\odot}$. Tras comparar sus datos con las imágenes del continuo de polvo a 1.1 mm tomadas con la cámara AzTEC notaron que algunos de los flujos parecían estar chocando con el gas denso de la nube molecular.

En la zona sur de la nube molecular los autores identificaron 4 flujos moleculares que se pueden ver en la Figura 1.13: B7, B14, B15 y R8. En la misma Figura pueden verse 2 fuentes de continuo marcadas con rombos verdes. A la fuente de la izquierda la nombraron YSO 5, y la de la derecha YSO 6. En cuanto a la caracterización de los flujos moleculares detectados, podemos destacar que los autores:

- Para B7 no encuentran contraparte al rojo y no lo asocian a ninguna fuente de continuo.
- Señalan B15 y R8 como la emisión al azul y al rojo respectivamente de un flujo molecular bipolar asociado al YSO 6.
- Para B14 no encuentran contraparte al rojo y lo asocian al YSO 5.

Más adelante, Teixeira et al. (2012) hicieron un análisis con datos en el cercano infrarrojo de H_2 a $2.122 \mu\text{m}$ de la región de Serpens South. Tomaron datos de *Spitzer* y *Herschel* para ubicar los numerosos

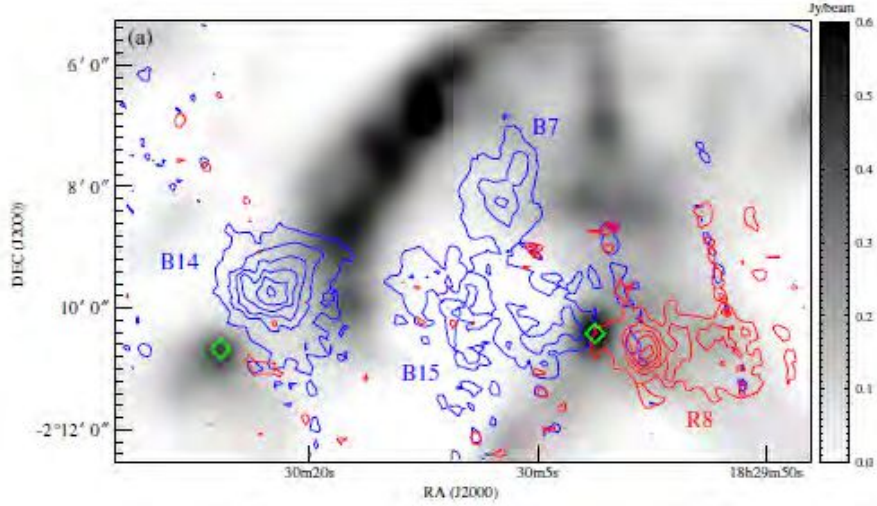


Figura 1.13. Imagen del continuo de polvo a 1.1 mm en escala de grises tomada con la cámara AzTEC. Superpuesta en contornos azules y rojos se ve la emisión de ^{12}CO ($J=3-2$) en la zona sur de Serpens South. Los rombos verdes marcan la ubicación de los YSO 5 (Este) y 6 (Oeste). Imagen tomada de [Nakamura et al. \(2011\)](#).

candidatos a protoestrellas de la región, y estudiaron la cinemática y morfología de 14 objetos con emisión de hidrógeno molecular (MHO por sus siglas en inglés) y concluyeron que se trata de 10 flujos moleculares. En la Figura 1.14 tenemos una imagen a 3 colores de *Spitzer* en la que están marcados con líneas verdes los MHO reportados por [Teixeira et al. \(2012\)](#) y con contornos cian y magenta los flujos moleculares (hacia el azul y hacia el rojo, respectivamente) estudiados por [Nakamura et al. \(2011\)](#). En la Figura 1.15 se pueden ver dos tablas del trabajo de [Teixeira et al. \(2012\)](#), una en la que se caracterizan los MHO y otra en la que se caracterizan los YSO con los que trabajaron los autores.

Nuestras observaciones de líneas de emisión molecular tienen mayor sensibilidad y mejor resolución angular que las de [Nakamura et al. \(2011\)](#). A simple vista se ven diferencias significativas entre las estructuras de dicho trabajo y las que nos muestran nuestros datos. En particular se puede ver una estructura de gran tamaño (~ 0.5 pc) con forma de arco que se cruza con un filamento de la nube molecular. Nos proponemos estudiar si las siguientes secciones si existe efectivamente una interacción física entre el filamento y el flujo molecular. Para ello usaremos herramientas computacionales para el armado de mapas de momento, diagramas posición velocidad y obtención de espectros. Luego compararemos nuestros resultados con la teoría desarrollada sobre las interacciones jet-nube a partir del caso de deflexión de HH 270/110. A su vez, haremos una comparación con los resultados del trabajo de [Nakamura et al. \(2011\)](#) y complementaremos nuestro análisis con imágenes en longitudes de onda infrarroja (observaciones de *Spitzer* y los resultados del trabajo de [Teixeira et al. 2012](#)) que nos permitan analizar la interacción de los flujos moleculares con su entorno.

El trabajo de esta tesis consiste en cuatro aspectos de igual importancia:

- i. Hacer una labor de investigación sobre los flujos moleculares, su interacción con el medio interestelar y los efectos de estas interacciones en la morfología de los flujos moleculares. Los resultados de esta investigación se pueden ver reflejados en el capítulo 1.
- ii. Comprender los conceptos básicos de las técnicas interferométricas y aprender a analizar datos interferométricos espectroscópicos y de continuo.
- iii. Aprender a manejar herramientas de calibración e imagen de telescopios submilimétricos, como MIRIAD, KARMA y CASA, y producir imágenes de calidad.
- iv. Presentar un análisis y caracterización de la emisión molecular de la zona sur de Serpens South.

Por otro lado nos propusimos elaborar una publicación basados en el estudio de la región Sur de Serpens South y confeccionar esta tesis con los apartados de dicha publicación, es decir, *Introducción*, *Observaciones*,

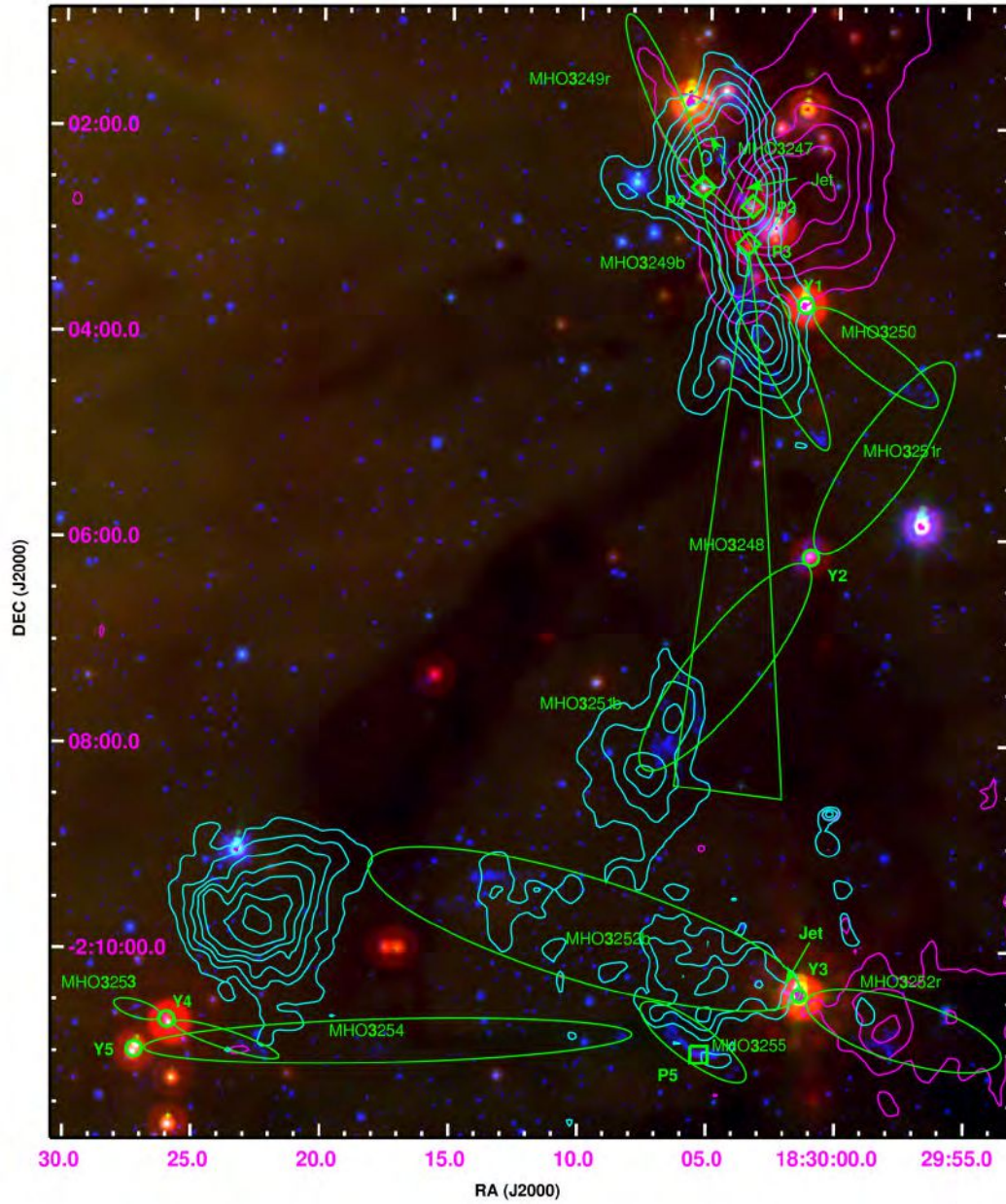


Figura 1.14. Sobre una composición a 3 colores de *Spitzer* se indican con líneas verdes los MHO identificados y estudiados por Teixeira et al. (2012), y con contornos cian y magenta se ve la emisión de CO ($J = 3-2$) hacia el azul y hacia el rojo, respectivamente, del trabajo de Nakamura et al. (2011). Imagen tomada de Teixeira et al. (2012).

MHO	RA	Dec	Size	Source	Comments
MHO2214b	18:29:39.8	-01:51:28	49.5"	P1	Bipolar, bowshock
MHO2214r	18:29:36.0	-01:50:40	40.0"	P1	Bipolar
MHO3247	18:30:04.5	-02:02:17	45.5"	P2	Single lobe, jet-like
MHO3248	18:30:03.4	-02:03:48	317.1"	P3	Single lobe, fan-shaped
MHO3249b	18:30:00.6	-02:05:02	104.5"	P4	Bipolar, clear bowshock
MHO3249r	18:30:07.8	-02:01:06	169.5"	P4	Bipolar, faint arc
MHO3250	18:29:56.2	-02:04:37	92.3"	Y1	Single lobe, bowshock
MHO3251b	18:30:06.8	-02:08:10	152.3"	Y2	Bipolar, bowshock
MHO3251r	18:29:56.8	-02:04:33	129.5"	Y2	Bipolar, faint arc
MHO3252b	18:30:13.5	-02:09:15	237.9"	Y3	Bipolar, clear bowshock, jet
MHO3252r	18:29:58.1	-02:10:56	62.9"	Y3	Bipolar, faint bowshock
MHO3253	18:30:25.8	-02:10:43	25.3"	Y4	Single lobe, bowshock
MHO3254	18:30:22.1	-02:10:59	284.1"	Y4 or Y5	Single, confusion
MHO3255	18:30:05.3	-02:11:00	52.4"	P5	Bipolar, embedded source

Source	RA	Dec	Source Type	Wavelengths (μm)
P1	18:29:38.0	-01:51:01	Class 0	24
P2	18:30:03.2	-02:02:45	Class 0	8–24
P3	18:30:03.6	-02:03:11	Class 0	24
P4	18:30:05.2	-02:02:34	Class I	3.6–24
Y1	18:30:01.2	-02:03:43	Class I	2.15–24
Y2	18:30:00.9	-02:06:10	Class I	2.15–24
Y3	18:30:01.3	-02:10:26	Class I	2.15–24
Y4	18:30:25.8	-02:10:43	Class I	2.15–24
Y5	18:30:27.2	-02:11:00	Class I	2.15–24
P5	18:30:05.3	-02:11:00		24

Figura 1.15. Tablas 1 y 2 del trabajo de [Teixeira et al. \(2012\)](#), donde se pueden ver las características de los MHOs identificados (arriba, Tabla 1) y de las fuentes infrarrojas (abajo, Tabla 2).

Resultados y Análisis y discusión, como refleja el índice. Al analizar los resultados llegamos a la conclusión de que no sería suficiente un estudio de la emisión molecular en la región sur de la nube para hacer una publicación en una revista con referato internacional sino que deberemos extender el análisis a todo Serpens South por fuera del marco de esta tesis.

Capítulo 2

Nuestras observaciones

2.1. CARMA

El interferómetro CARMA (por sus siglas en inglés *Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy*) era un interferómetro formado por 23 antenas: 8 de 3.5 m de diámetro, 9 de 6.1 m y 6 de 10.4 m de diámetro. Se ubicaba en las montañas *Inyo* en el estado de California, Estados Unidos a una altura de 2200 m. Este interferómetro podía operar en tres bandas atmosféricas: 1 cm (27-35 GHz), 3 mm (85-116 GHz) y 1.3 mm (215-270 GHz), con una resolución angular de hasta 0".5. Las configuraciones de este arreglo ofrecían una distancia entre antenas que podía ir de 5 m hasta 2 km.

En abril de 2015 este instrumento fue desmantelado y los radiotelescopios guardados en *Owens Valley Radio Observatory*.

2.1.1. Proyecto Classy

El proyecto CLASSy (*The CARMA Large Area Star Formation Survey*) fue pensado para ir un paso más adelante en el desentramado de la naturaleza detrás de los procesos de formación estelar. Se propuso tomar observaciones de muy buena calidad y sensibilidad con el interferómetro CARMA de cinco regiones de formación estelar en la región del Cinturón de Gould: NGC 1333, Barnard 1 y L1451 en Perseo, Serpens Main y Serpens South. Los objetivos principales de este proyecto fueron caracterizar la estructura interna y la dinámica de los núcleos protoestelares, ahondar en el estudio de la interacción entre los núcleos protoestelares y la nube primigenia en que se forman y poder poner a prueba los modelos teóricos que tratan de explicar el origen y evolución de las nubes moleculares. Usando CARMA en el modo 23 antenas (que combina las correlaciones cruzadas entre antenas con la señal de disco simple procedente de las antenas de 10.4 m autocorreladas consigo mismas) se observó la emisión de continuo a 3 mm y de tres moléculas: $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$ y $\text{HCN}(1-0)$, la primera traza gas denso y nos permite detectar estructuras filamentosarias y las otras dos suelen encontrarse en flujos moleculares. Ver [Storm et al. \(2014\)](#) para una descripción más detallada del proyecto CLASSy.

Las observaciones de Serpens South hechas en el marco del proyecto CLASSy se tomaron en el modo CARMA23, que combina las 23 antenas del arreglo, incluyendo así 253 líneas de base en un rango que va desde 1 a 45 k λ en las configuraciones EZ y DZ con una resolución angular de 7". Las 8 antenas de 3.5 m proporcionaban líneas de base muy cortas y los productos de la autocorrelación de las antenas de 10.4 m se usaron para crear imágenes de disco simple. Estos datos de antena simple (calibrados mediante observaciones de una posición *off-source*) se combinaron con los datos interferométricos, obteniendo así un buen muestreo del plano uv, lo que implica una mejora de la sensibilidad del interferómetro y en la calidad de imagen al momento de observar emisión extendida. En la tabla 2.1 se pueden ver los detalles de las observaciones realizadas entre agosto de 2012 y agosto de 2013. El tiempo total de observación fueron unas 221 horas y el mosaico final se compone de unos 980 puntos de muestreo de Nyquist adquiridos con el método de siete apuntados de CARMA, esquematizado en la figura 2.3. El mosaico se centra en $(\alpha, \delta)_{(J2000)} = (18:29:52.504, -01:56:36.48)$, cubriendo un área de 250 arcmin² distribuida en dos rectángulos de modo que se incluyen tanto el cúmulo central de protoestrellas como los filamentos principales de la nube molecular, que se extienden hacia el norte y hacia el sur del cúmulo central. Las cuatro bandas espectrales del correlador en el modo CARMA23 cuentan con 159 canales de 0.049 MHz de ancho cada uno, lo que se traduce



Figura 2.1. Interferómetro CARMA. Imagen adaptada de la web <http://www.astro.caltech.edu/research/carma/>.

en una resolución espectral de 0.16 km s^{-1} , logrando así un ancho de banda total de 8 MHz. Las bandas fueron distribuidas de forma que se utilizaron una para la observación del continuo a 92.8 GHz y las otras tres para la observación de la transición $J=1-0$ de las moléculas de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$ y HCN . Los datos de antena simple obtenidos con las antenas de 10.4 m fueron calibrados y la imagen hecha usando SINBAD, SINPOLY y VARMAPS del paquete MIRIAD. MIRIAD es un programa que ejecuta procedimientos en base a parámetros de entrada. Sus tareas tienen usos diversos, desde el manejo de archivos de datos, la inspección de datos, la calibración y la formación de imágenes interferométricas, hasta el análisis de las mismas y su presentación gráfica (ver Sault et al. 1995). Para las líneas moleculares, los datos interferométricos y de disco simple fueron deconvolucionados conjuntamente con MOSMEM para crear los cubos de velocidad. Los datos interferométricos fueron calibrados usando el paquete MIRIAD. Se usó el cuasar J1743-038 como calibrador de ganancia, y el *bandpass* (500 MHz) fue calibrado usando las fuentes astronómicas 3C279, 3C454.3, J1743-038 y J1635+381. Para calibrar las bandas espectrales más angostas se usó un diodo que genera una señal intensa con espectro plano. A su vez, las fuentes MWC349 y 3C454.3 (que eran monitoreadas periódicamente como parte de los calibradores primarios de CARMA), junto con el planeta Marte se utilizaron para calibrar el flujo.

La emisión de continuo fue mapeada utilizando solamente información interferométrica, ya que CARMA no contaba con un método de cambio rápido entre observaciones *on source* y *off source* para compensar las fluctuaciones del cielo y así calibrar los datos de antena simple. Tras aplicar la transformada inversa de Fourier y limpiar las observaciones, se recuperaron los datos con un beam sintético de $7''.6 \times 7''.4$ y un ángulo de posición $\text{PA}=80^\circ.1$. El valor final de rms en el mapa de continuo es de $1.2 \text{ mJy beam}^{-1}$.

Tabla 2.1. Resumen de las observaciones.

Config.	Fecha de las obs.	Horas	Calibradores de flujo	Calibradores de ganancia	Flujo medio [Jy]
DZ	Oct-Nov 2012	60	Marte/MWC349	J1743.038	3.4
	Feb-Abr 2013	17	MWC349	J1743.038	3.6
	Jun-Jul 2013	38	Marte/MWC349	J1743.038	3.3
EZ	Ago-Sep 2012	53	Marte/MWC349	J1743.038	3.7
	Jul-Ago 2013	53	MWC349/3C454.3	J1743.038	2.9

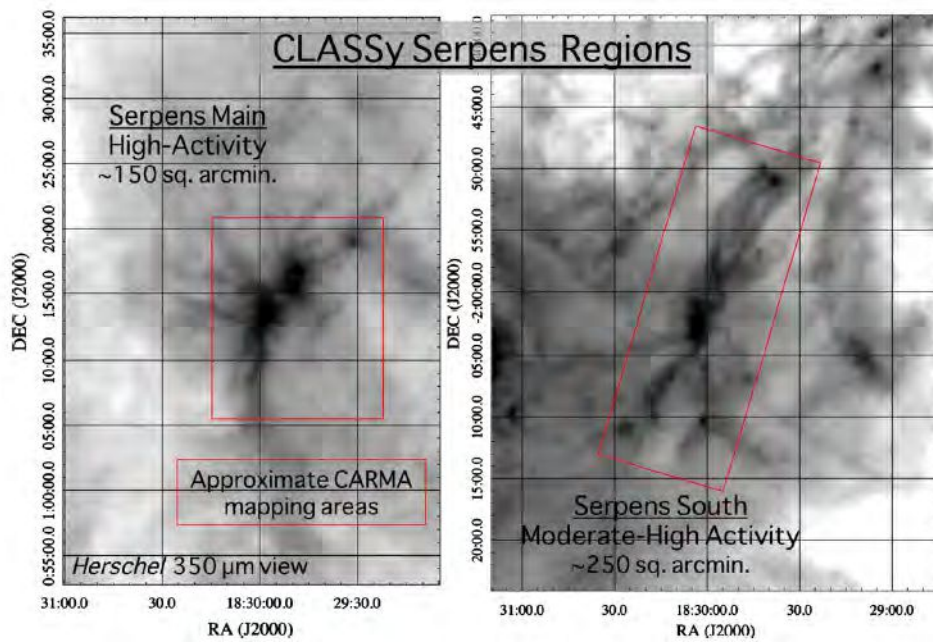


Figura 2.2. Vistazo a las regiones estudiadas con CLASSy de la nube molecular Serpens a través de *Herschel* a $350\ \mu\text{m}$ (André et al. 2010). Las áreas estudiadas no son realmente rectangulares, es una esquematización. Imagen tomada de Storm et al. (2014).

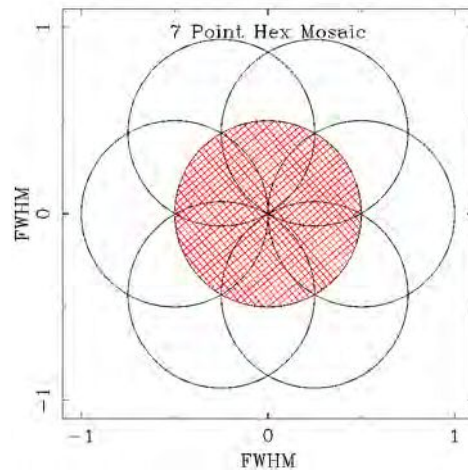


Figura 2.3. Esquematización del mosaico a 7 puntos de CARMA. Imagen de la web <https://bima.astro.umd.edu/carma/observing/tools/mosaicpatterns.html>.

Tabla 2.2. Montaje del correlador

	Frec. reposo [GHz]	Num. canales	Ancho canal [MHz]	Cobertura en vel. [km/s]	Resol. en en vel. [km/s]	rms [mJy/beam]	Beam sint. " × "
N ₂ H ⁺	93.173704	159	0.049	24.82	0.157	0.14	7.7 × 6.8
Cont.	92.7947	47	10.4	1547	33.6	0.0011	7.6 × 7.4
HCO ⁺	89.188518	159	0.049	25.92	0.164	0.12	7.8 × 7.0
HCN	88.631847	159	0.049	26.10	0.165	0.12	7.9 × 7.1

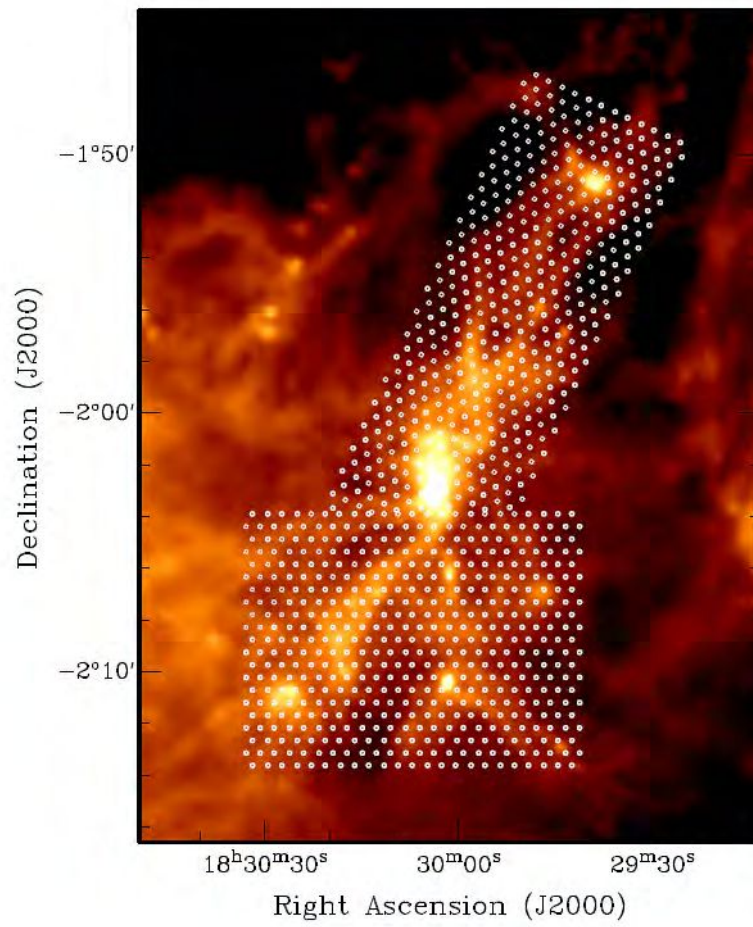


Figura 2.4. Sobre una imagen de *Herschel* a 250 μm de Serpens South se ve el mosaico del proyecto CLASSy.

Capítulo 3

Resultados

3.1. Emisión de continuo a 3 mm

En la Figura 3.1 se puede ver la emisión de continuo¹ a 3 mm detectada por CARMA en la región de Serpens South. Se han identificado un total de 15 fuentes en toda la nube molecular por encima de 4σ ($rms = 1.2 \text{ mJy beam}^{-1}$). Estas fuentes se distribuyen en 3 zonas principales: 9 en el núcleo central, 3 hacia el norte y 3 hacia el sur. Hemos nombrado a estas fuentes MM seguido de un número natural, desde el 1 hasta el 15, en orden ascendente con la ascensión recta. Podemos ver que los YSOs nombrados 5 y 6 por Nakamura et al. (2011) se corresponden con nuestras fuentes MM15 y MM4, respectivamente.

Hemos caracterizado cada una de estas fuentes como puede verse en la Tabla 3.1. La herramienta IMFIT del paquete MIRIAD nos permite hacer un ajuste gaussiano sobre cada fuente de continuo a 3 mm; con ella obtuvimos el valor del flujo, la posición, el ángulo de posición y el tamaño. Para la fuente MM2 hemos ajustado dos gaussianas a la vez. Para la fuente MM13 fijamos su posición al momento de ajustar la gaussiana.

Para calcular la masa de polvo hemos utilizado la expresión analítica

$$M = \frac{d^2 S_\nu}{B_\nu(T_d) k_\nu} \quad (3.1)$$

derivada a partir del trabajo de Hildebrand (1983) y en la cual d es la distancia a la fuente, S_ν la densidad de flujo, $B_\nu(T_d)$ es la función de Planck para una dada temperatura de polvo T_d y κ_ν la opacidad. Tomamos para la opacidad la expresión $\kappa_\nu = 0.1 (\nu/1200 \text{ GHz})^\beta \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, consistente con trabajos previos en la región (e.g., Plunkett et al. 2018). Tomando $\beta=1$ y $\lambda = 3 \text{ mm}$ obtenemos $\kappa_\nu = 0.0083 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. A partir del trabajo de Friesen et al. (2016) obtuvimos la temperatura de polvo para cada fuente considerando que tanto el gas como el polvo están termalizados (es decir, $T_d=T_{gas}$) y como valor de la distancia tomamos $436 \pm 9 \text{ pc}$ (valor estimado por Ortiz-León et al. 2017).

Las fuentes del Norte MM1 y MM2 se encuentran a una distancia de $\sim 2''$ entre sí. La otra fuente de la región Norte, MM3, se encuentra alejada unos $\sim 4'$ de MM1 y MM2 y es la más masiva de las 3, con una masa equivalente a $1.6 \pm 0.07 \text{ M}_\odot$. Estas tres fuentes tienen formas más bien ovaladas, siendo el semieje mayor de estas fuentes prácticamente el doble que el semieje menor.

Las fuentes del cúmulo central las podemos diferenciar en tres grupos según qué tan cercanas unas de otras se encuentran. Por un lado tenemos más hacia el Noroeste MM5, MM6 y MM9 las cuales distan entre sí unos $\sim 4''$ en promedio. MM6 es la más masiva de las tres ($\sim 1 \text{ M}_\odot$ más), aunque su forma alargada podría estar indicando que en realidad se trata de dos fuentes próximas entre sí no resueltas. Por otro lado, al Suroeste del cúmulo central se ubican MM7 y MM8 que distan unos $\sim 3''$ entre sí. Sus masas difieren en 0.07 M_\odot . En el centro de núcleo central encontramos MM10, MM11, MM12 y MM13. Distan unos $\sim 3''$ entre sí y sus masas varían entre $1.04 \pm 0.18 \text{ M}_\odot$ (MM13) y $6.55 \pm 0.62 \text{ M}_\odot$ (MM12). Vemos que dentro de las fuentes del cúmulo central, aquellas que se encuentran en medio del cúmulo son más masivas que las fuentes que se ubican hacia el Noroeste del cúmulo, las cuales a su vez son más masivas que aquellas ubicadas al Suroeste.

En la región sur, que es la región en la que centraremos nuestro estudio, podemos encontrar 3 fuentes de continuo bien separadas entre sí: MM4, MM14 y MM15. MM4 es una fuente que se ubica en el Suroeste de

¹Para una referencia acerca de la emisión de continuo del polvo, moléculas, emisión molecular y mapas de momento ver el Apéndice.

3. Resultados

Serpens South, clasificada como Clase I por [Bontemps et al. \(2010\)](#). Estimamos para este YSO una masa equivalente a $2.6 \pm 0.3 M_{\odot}$. Su ángulo de posición es 171.75° y es una fuente no resuelta. MM14 es en cambio una fuente menos masiva que MM4, con una masa estimada equivalente a $1.25 \pm 0.23 M_{\odot}$, pero de mayor extensión, con un tamaño de $10'' \times 3''.3$. Se ubica al Sur del cúmulo central de formación con un ángulo de posición de 119° . MM15 es una fuente ubicada en el Sureste de Serpens South a la cual [Bontemps et al. 2010](#) han clasificado como Clase I. Su masa estimada equivale a $4.38 \pm 0.42 M_{\odot}$, su ángulo de posición es 95.16° y también es una fuente no resuelta.

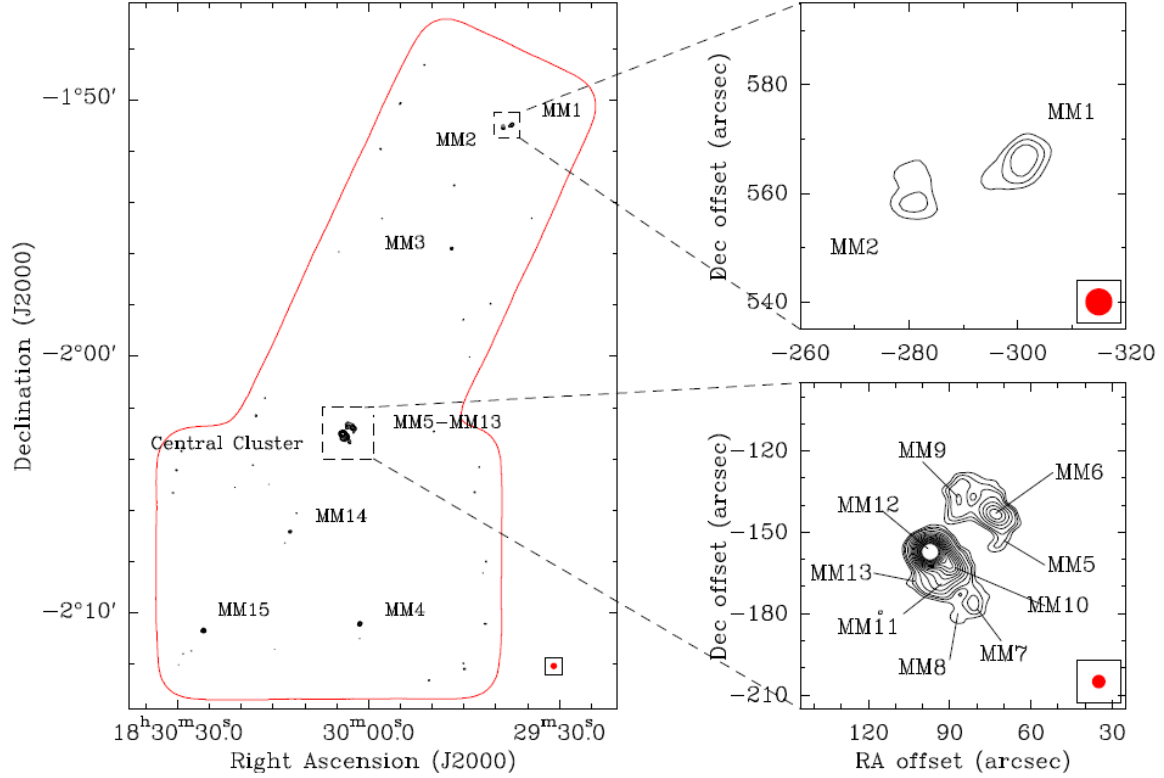


Figura 3.1. Con contornos negros se ve la emisión del continuo a 3 mm. Las fuentes fueron nombradas MM seguido por un número natural partiendo del 1 y en orden ascendente a mayor ascensión recta. En la parte inferior derecha de cada recuadro se ve el contorno del tamaño del beam sintético ($7''.6 \times 7''.4$) en color rojo y los contornos comienzan en 4σ con un $\text{rms} = 1.2 \text{ mJy beam}^{-1}$.

3.2. Emisión de línea

3.2.1. Mapas de momento 0

En la Figura 3.2 se puede ver el mapa de momento 0 de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. Este mapa nos muestra la distribución espacial de la emisión. Esta molécula es trazadora de gas denso y frío, por eso muestra una buena correlación con la emisión de *Herschel* (polvo frío, ver Figura 2.4) y nos permite ver con claridad los filamentos que le dan su forma característica a Serpens South. Detectamos emisión en un rango de velocidades que va entre -2.5 y 15 km s^{-1} . De acuerdo al trabajo de [Fernández-López et al. \(2014\)](#) la velocidad promedio de la nube es de 7.5 km s^{-1} , lo cual es consistente con nuestras observaciones.

Podemos distinguir 5 filamentos principales: uno que se extiende unos $\sim 15'$ en dirección Noroeste del cúmulo central, uno que se extiende unos $\sim 5'$ hacia el Este del cúmulo central, y hacia el Sur vemos una bifurcación entre uno que se extiende unos $\sim 7'$ en dirección Sureste del cúmulo central y se curva en la punta sur hacia el Oeste y uno que se extiende $\sim 8'$ hacia el Suroeste, el cual a su vez se bifurca en otro filamento que se extiende hacia el Sur unos $\sim 5'$.

Tabla 3.1. Parámetros de las fuentes de continuo de 3 mm en Serpens South.

Fuente	Ascensión recta J2000.0	Declinación J2000.0	S_{peak} [mJy beam ⁻¹]	S_{int} [mJy]	Tamaño "×"	P.A. [°]	T_d [K]	Masa [M _☉]
MM1	18 ^h 29 ^m 37 ^s 59	-1°51'02"71	4.61 ± 0.7	16.7 ± 1.6	14.2 × 7.75	125.73	16	0.85 ± 0.13
MM2	18 ^h 29 ^m 38 ^s 88	-1°51'00"35	6 ± 1	16	1.11 ± 0.18
MM2	18 ^h 29 ^m 38 ^s 89	-1°51'07"42	6.6 ± 0.6	11.4 ± 0.8	8.7 × 3.9	90	16	1.22 ± 0.11
MM3	18 ^h 29 ^m 46 ^s 99	-1°55'48"73	7.4 ± 0.3	7.9 ± 1.1	8.2 × 7.24	150.72	14	1.6 ± 0.07
MM4	18 ^h 30 ^m 01 ^s 43	-2°10'26"75	11.7 ± 1.3	17.9 ± 2.9	no resuelta	171.75	13	2.6 ± 0.3
MM5	18 ^h 30 ^m 02 ^s 34	-2°02'56"81	4.7 ± 0.3	9.7 ± 1.8	14.76 × 8.61	43.7	17	0.82 ± 0.07
MM6	18 ^h 30 ^m 02 ^s 50	-2°02'48"54	12.2 ± 1.7	30.6 ± 8.4	12.37 × 8.62	63.6	17	2.13 ± 0.31
MM7	18 ^h 30 ^m 03 ^s 05	-2°03'21"24	3.5 ± 0.5	3.8 ± 0.5	9.21 × 6.57	10.1	17	0.6 ± 0.09
MM8	18 ^h 30 ^m 03 ^s 32	-2°03'24"62	3.9 ± 0.1	16.2 ± 1.5	17.2 × 13.4	32.5	17	0.67 ± 0.02
MM9	18 ^h 30 ^m 03 ^s 39	-2°02'43"25	7.5 ± 0.7	32.3 ± 1.2	14.76 × 8.61	43.7	17	1.31 ± 0.13
MM10	18 ^h 30 ^m 03 ^s 76	-2°03'06"41	25.1 ± 5.3	58.2 ± 8.7	15.26 × 5.75	44.3	17	3.56 ± 0.93
MM11	18 ^h 30 ^m 03 ^s 88	-2°03'11"02	14.5 ± 0.4	59.4 ± 6.2	16.64 × 13.61	102.88	17	2.52 ± 0.07
MM12	18 ^h 30 ^m 04 ^s 11	-2°03'02"46	37.8 ± 3.6	73.2 ± 18.4	9.55 × 9.12	43.7	17	6.55 ± 0.62
MM13	18 ^h 30 ^m 04 ^s 572	-2°03'14"25	6 ± 1	17	1.04 ± 0.18
MM14	18 ^h 30 ^m 12 ^s 385	-2°06'51"20	6.2 ± 1.1	11.4 ± 3.4	10.05 × 3.3	119.09	15	1.25 ± 0.23
MM15	18 ^h 30 ^m 25 ^s 978	-2°10'42"49	15 ± 1.4	19.3 ± 2.7	no resuelta	95.16	11	4.38 ± 0.42

Se ajustaron dos gaussianas a MM2 ya que su forma nos indica que es probable que sean dos YSOs que no pudimos resolver por separado. Al fijar ciertos parámetros iniciales la tarea imfit sólo nos devuelve el flujo pico, por eso la falta de información para MM2 y MM13.

HCO⁺ también es una molécula trazadora de gas denso, pero a diferencia de N₂H⁺ se excita en regiones de choque, lo cual la ha convertido en un trazador clásico de flujos moleculares procedentes de YSOs.

En la Figura 3.3 se puede ver el mapa de momento 0 de HCO⁺(1-0) con un zoom en la región Sur de Serpens South para velocidades desplazadas hacia el azul. Se observa emisión en un rango de velocidades que va entre -1 y 6.5 km s⁻¹. En la Figura 3.4 se puede ver el mapa de momento 0 de HCO⁺(1-0) con un zoom en la región Sur de Serpens South para velocidades desplazadas hacia el rojo. Se observa emisión en un rango de velocidades que va entre 9 y 15 km s⁻¹.

Podemos ver que la emisión tiene una morfología alargada, y para el caso de la fuente MM4 ubicada al Sureste de la región incluso parece ser bicónica. Esto sumado a que esta molécula traza gas chocado nos lleva a pensar que la emisión que observamos podría estar asociada a flujos moleculares procedentes de protoestrellas ubicadas en esta región. Si lo comparamos con el estudio de Nakamura et al. (2011) podemos asociar la emisión de HCO⁺(1-0) con los flujos moleculares B14, B15 y R8 reportados en dicho trabajo. Además la emisión de HCO⁺(1-0) podría asociarse con emisión de H₂ en infrarrojo como se ha hecho previamente en el trabajo de Teixeira et al. (2012). Así es que podríamos asociar la emisión de HCO⁺(1-0) con los objetos con emisión de H₂ MHO3253 y MHO3255 reportados en el trabajo mencionado. Teixeira et al. asocian MHO3253 con la fuente de continuo a 3 mm que hemos llamado MM15 y a MHO3255 con una fuente que logran detectar con *Spitzer* MIPS centrada en (18:30:05.3,-2:11:00) a la que llaman P5.

Con la opción *region* → *ruler* del paquete DS9 hemos caracterizado la extensión de la emisión de HCO⁺(1-0) que podría corresponderse con los objetos MHO3253 y MHO3255. MHO3253 tiene una extensión de 0.2 pc, un ángulo de posición de 67° medido en sentido directo desde el norte y un factor de colimación de 0.27. MHO3255 se extiende unos 0.14 pc en un ángulo de posición de 42° y su factor de colimación es de 0.51.

También con DS9 hemos calculado para la emisión asociada a MM4 un ángulo de posición de 78°. Para la emisión con velocidades hacia el rojo estimamos un tamaño de 0.5 pc² y obtuvimos un factor de colimación de 0.42. La emisión hacia el azul se pierde rápidamente en las cercanías de MM4 como puede verse en la Figura 3.3, pero si seguimos con una línea imaginaria la dirección de la emisión vemos que se une con la estructura con forma de arco que hemos asociado a B14 de Nakamura et al. (2011). Si consideramos que B15 y B14 son parte del mismo flujo molecular asociado a la fuente MM4, con DS9 estimamos que su extensión es de 0.75 pc y su factor de colimación es 0.35³. Calculamos también un ángulo de apertura⁴ de 79° para la

²Midiendo desde MM4 hasta donde se pierde la emisión ($\alpha_{J2000.0} \approx 18:29:50$).

³Para calcular el factor de colimación asumimos que el flujo es simétrico.

⁴El ángulo de apertura lo calculamos asumiendo que el flujo es simétrico. Trazamos una línea imaginaria con una inclinación igual al ángulo de posición y líneas perpendiculares a ella cubriendo la extensión del flujo molecular e hicimos un promedio de los valores obtenidos.

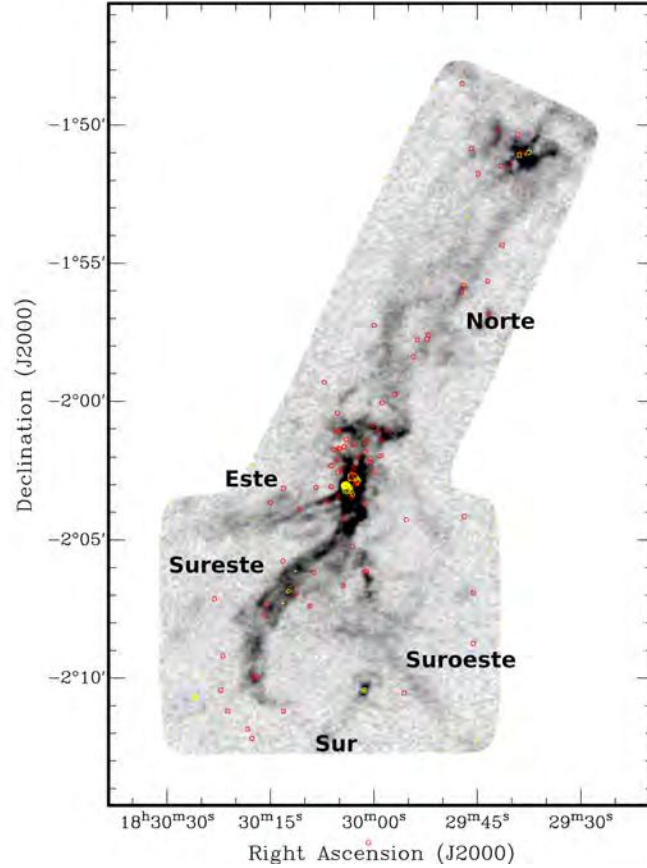


Figura 3.2. Mapa de la distribución espacial de la emisión de la línea $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ en escala de grises. El rango de velocidades que comprende este mapa va entre -2.5 y 15 km s^{-1} , $\text{rms}=1 \text{ mJy beam}^{-1}$ y la emisión pico es de $1.28 \text{ Jy beam}^{-1}$. Con contornos amarillos hemos superpuesto las fuentes de emisión de continuo a 3 mm y con círculos rojos hemos marcado los YSO obtenidos del trabajo de [Dunham et al. \(2015\)](#). Los cinco filamentos principales que componen la nube molecular fueron nombrados según la dirección en la que se extienden a partir del cúmulo central de formación.

emisión con velocidades hacia el azul y de 47° para la emisión con velocidades hacia el rojo. En la Tabla 3.2 se pueden ver sintetizados los parámetros estimados para cada flujo molecular.

Cabe aclarar que no distinguimos una estructura clara para la emisión en la vecindad de MM14, al Noroeste de B15, donde [Nakamura et al. \(2011\)](#) reportan un flujo molecular con velocidades hacia el azul de un tamaño comparable a B14 (ver Figura 1.14). De la misma manera tampoco hemos detectado emisión al Sureste de B14 donde [Teixeira et al. \(2012\)](#) ubican a MHO3254.

Tabla 3.2. Caracterización de los flujos moleculares identificados en la zona sur de Serpens South.

Nombre	Tamaño [pc]	Factor de colimación	P.A. [$^\circ$]	A.A. [$^\circ$]
B15-B14	0.75	0.35	78	79
R8	0.54	0.42	258	47
MHO3255	0.14	0.51	43	...
MHO3253	0.2	0.27	67	...

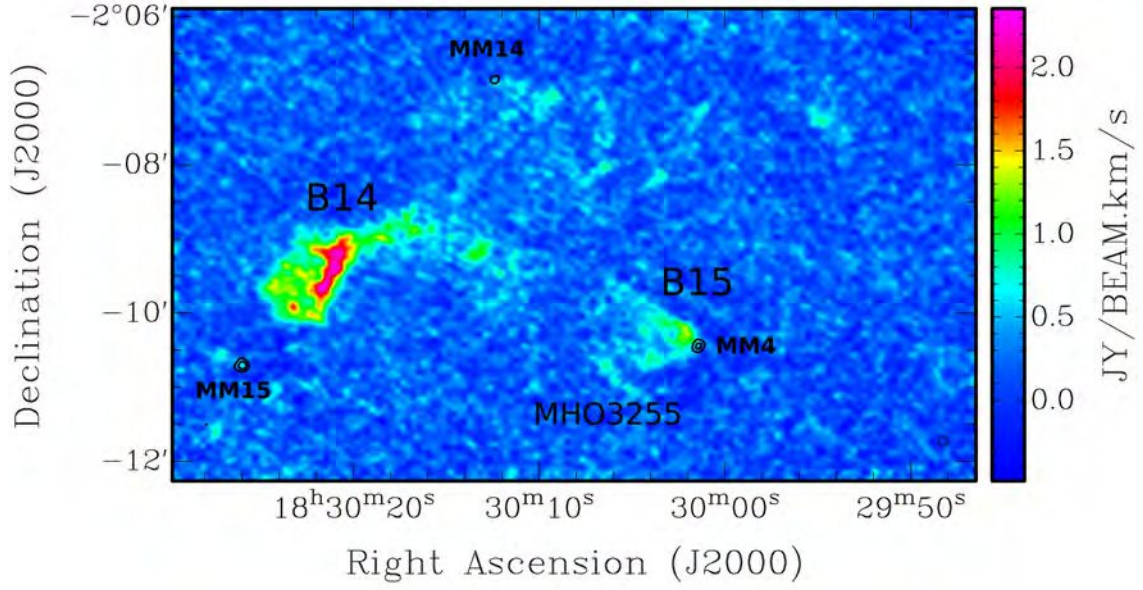


Figura 3.3. Mapa de la distribución espacial de la emisión con velocidades hacia el azul de la línea $\text{HCO}^+(1-0)$ con un zoom en la zona Sur de Serpens South. Se detecta emisión con un rango de velocidades que va entre -1 y 6.5 km s^{-1} con un máximo de emisión de $0.95 \text{ Jy beam}^{-1}$ y $\text{rms}=1 \text{ mJy beam}^{-1}$. En la parte inferior derecha se ve el contorno del tamaño del beam sintético. Con contornos negros se ven las fuentes de continuo a 3 mm. Marcamos con etiquetas la emisión que pudiera corresponderse con los flujos moleculares reportados por Nakamura et al. (2011) y los MHO reportados por Teixeira et al. (2012).

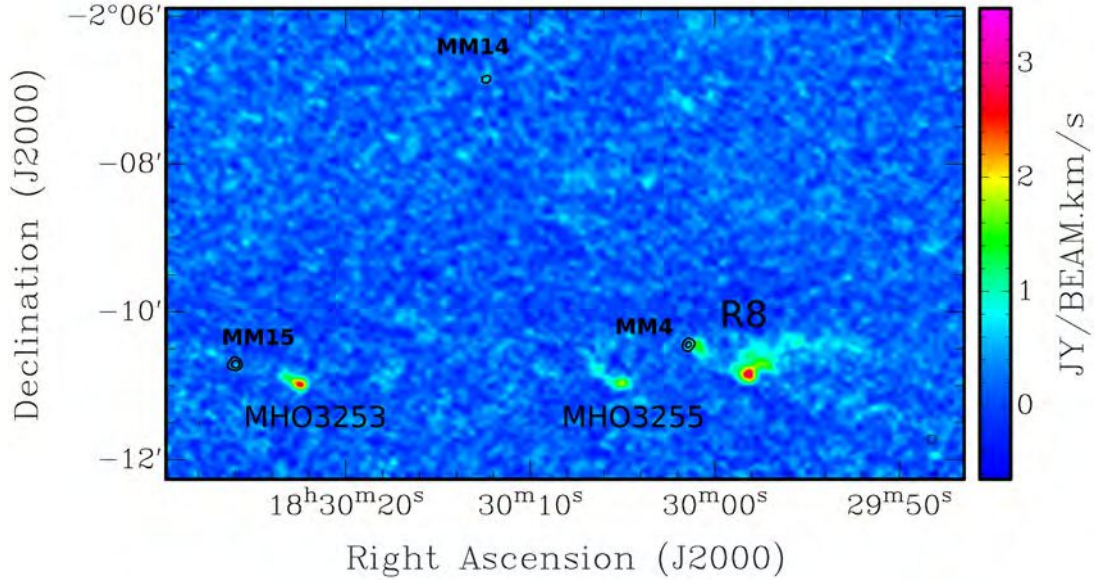


Figura 3.4. Mapa de la distribución espacial de la emisión de la línea $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el rojo con un zoom en la región sur de Serpens South. Se detecta emisión en un rango que va entre 9 y 15 km s^{-1} con una emisión máxima de $1.05 \text{ Jy beam}^{-1}$ y $\text{rms}=1 \text{ mJy beam}^{-1}$. En la parte inferior derecha se ve el contorno del tamaño del beam sintético. Con contornos negros se ven las fuentes de continuo a 3 mm y marcamos la emisión que pudiera corresponderse con los flujos moleculares reportados por Nakamura et al. (2011) y los MHO reportados por Teixeira et al. (2012).

3.2.2. Mapas de momento 1

En la Figura 3.5 se puede ver el mapa de momento 1 de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. Esta Figura tiene una máscara que aplica un corte a la emisión y sólo muestra la región donde la emisión está por encima de 3σ en el mapa de momento 0, siendo $\text{rms}=1 \text{ mJy beam}^{-1}$. Vemos en el filamento Sureste velocidades entre 6.5 y 7.5 km s^{-1} aproximadamente, en el filamento Suroeste velocidades entre 7 y 8 km s^{-1} , y en el filamento sur velocidades entre 6.5 y 7 km s^{-1} .

En la Figura 3.6 hemos hecho un zoom en el mapa de momento 1 de la molécula $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ en los alrededores de MM4 y agregado con contornos azules y rojos la emisión integrada en velocidad hacia el azul y el rojo de $\text{HCO}^+(1-0)$. Se puede ver un gradiente de velocidades en el gas que rodea a MM4: la velocidad disminuye $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ en dirección Noroeste-Sureste. Esta dirección es aproximadamente perpendicular a la dirección del flujo molecular que traza la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ (recordando que el ángulo de apertura que hemos medido para la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ asociada a MM4 es 78° , como vimos en la sección 3.2.1).

En la Figura 3.7 podemos ver el mapa de momento 1 de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul (arriba) y hacia el rojo (abajo) con zoom en la región Sur de Serpens South. Con contornos negros y grises se puede ver la emisión de continuo a 3 mm y la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, respectivamente. B14 presenta velocidades entre 2.5 y 5.5 km s^{-1} y se cruza con el filamento Sureste de Serpens South, B15 presenta velocidades entre 2.5 y 5 km s^{-1} y R8 entre 14 y 16 km s^{-1} . MHO3255 presenta velocidades entre 4 y 2.5 km s^{-1} hacia el azul y entre 14 y 15 km s^{-1} hacia el rojo. En cuanto a MHO3253, podemos ver que tiene velocidades hacia el azul entre 2.5 y 4 km s^{-1} y hacia el rojo entre 14.5 y 16 km s^{-1} .

3.2.3. Mapas de momento 2

En la Figura 3.8 podemos ver el mapa de momento 2 de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ con un zoom en la región sur de Serpens South. Podemos ver que la dispersión de velocidades promedio para el filamento Sureste es de 0.2 km s^{-1} , mientras que en la zona donde se cruzan el filamento y el flujo molecular tenemos un pico de dispersión de 1 km s^{-1} .

En la Figura 3.9 podemos ver el mapa de momento 2 de la emisión con velocidades hacia el azul (arriba) y hacia el rojo (abajo) de $\text{HCO}^+(1-0)$ con un zoom en la región sur de Serpens South. Si miramos B14 podemos ver una dispersión de velocidades que varía entre 0.5 y 2.3 km s^{-1} , siendo máxima en la parte sur del flujo. B15 presenta una dispersión de velocidades entre 1 y 2 km s^{-1} . R8 presenta una dispersión de velocidades entre 2 y 3 km s^{-1} . En cuanto MHO3255 y MHO3253 ambos presentan dispersiones entre 1.5 y 2 km s^{-1} para la emisión hacia el azul, pero hacia el rojo sus dispersiones varían entre 2 y 3 km s^{-1} y entre 2 y 3.2 km s^{-1} , respectivamente.

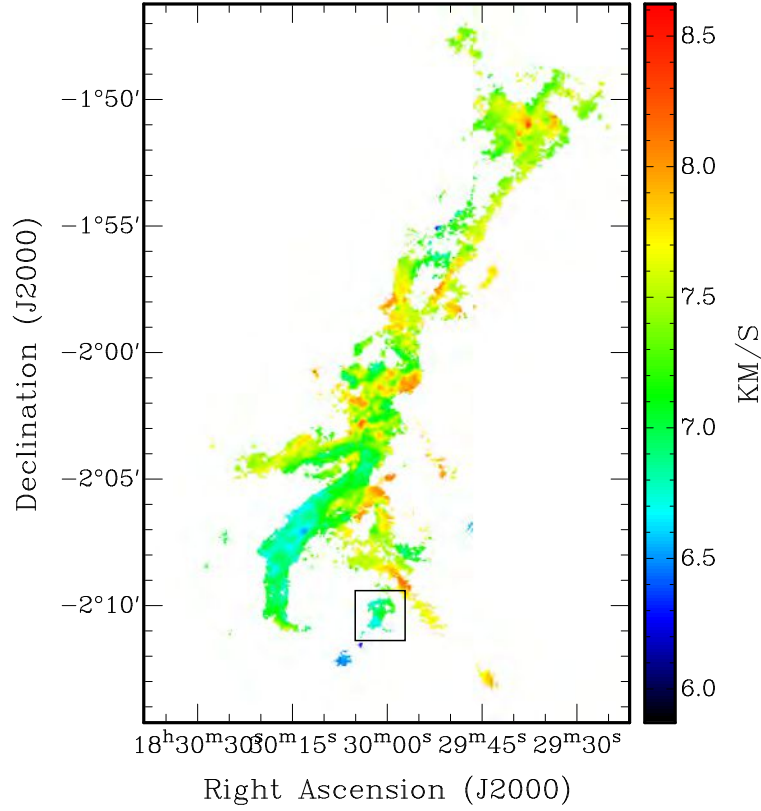


Figura 3.5. Mapa de momento 1 de la distribución espacial de la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. Con un rectángulo negro hemos marcado la zona donde se encuentra la fuente de continuo a 3 mm MM4, en la cual haremos un zoom.

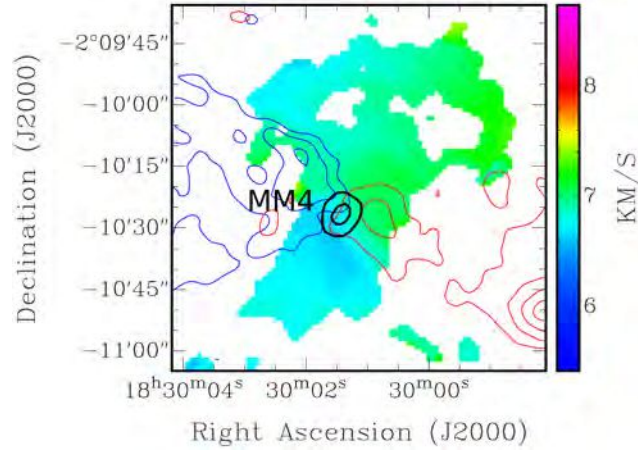


Figura 3.6. Mapa de momento 1 de la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ en torno al YSO MM4, marcado con contornos negros. Con contornos azules y rojos se ve la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul y el rojo, respectivamente. Esta emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ la hemos asociado a un flujo molecular resultante de la eyección de material de MM4. Se puede ver un gradiente de velocidades en la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ en torno al YSO MM4 tal que estas disminuyen $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ en sentido Noroeste-Sureste, es decir en sentido prácticamente perpendicular a la eyección.

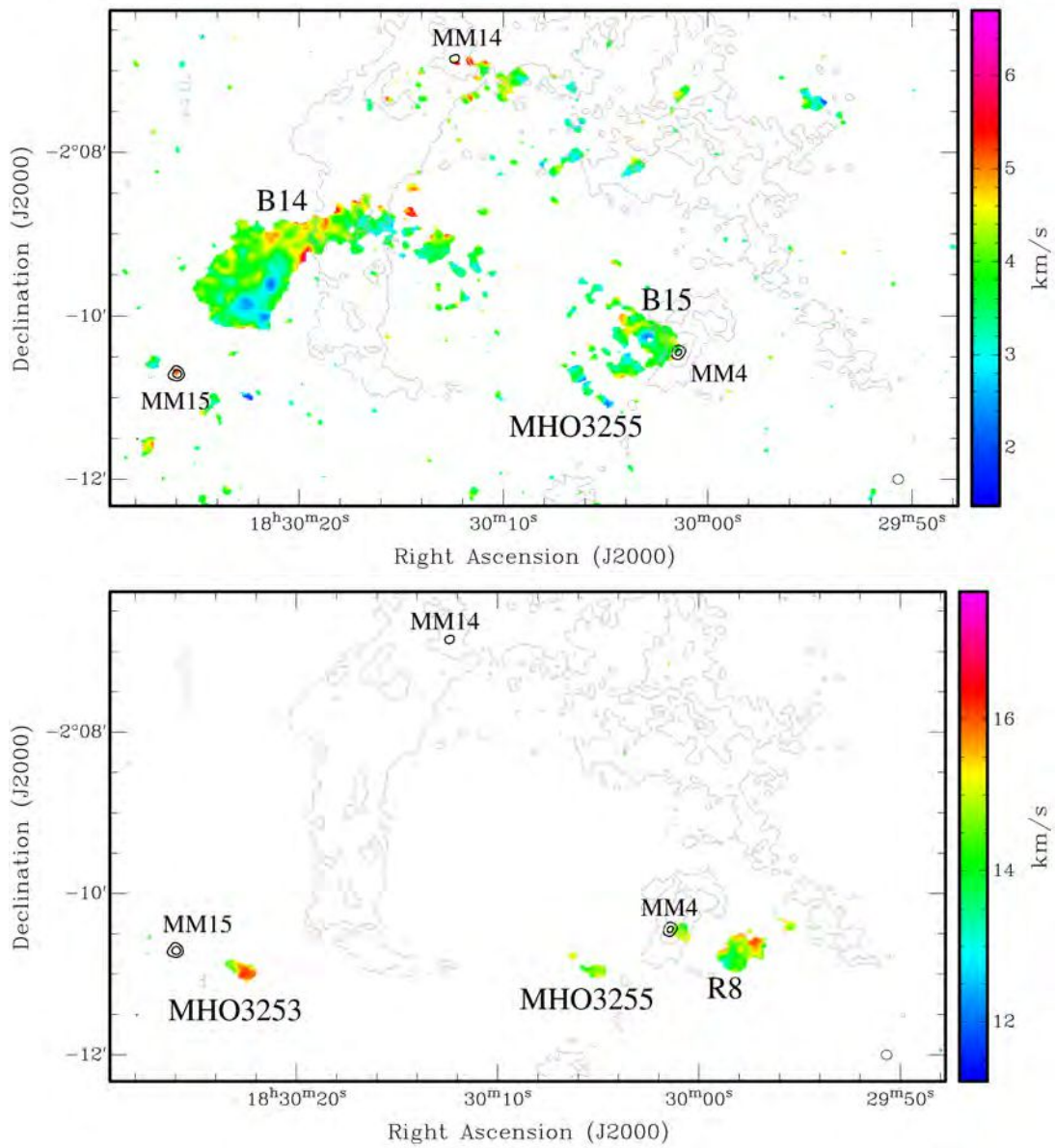


Figura 3.7. Mapas de momento 1 de la emisión con velocidades hacia el azul (arriba) y al rojo (abajo) de $\text{HCO}^+(1-0)$ con zoom en la región sur de Serpens South. Hemos etiquetado las fuentes de continuo a 3 mm, que se pueden ver en contornos negros. Con contornos grises se muestra la distribución espacial de la emisión integrada de la línea $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. En la parte inferior derecha de cada Figura se ve el contorno del tamaño del beam con color negro.

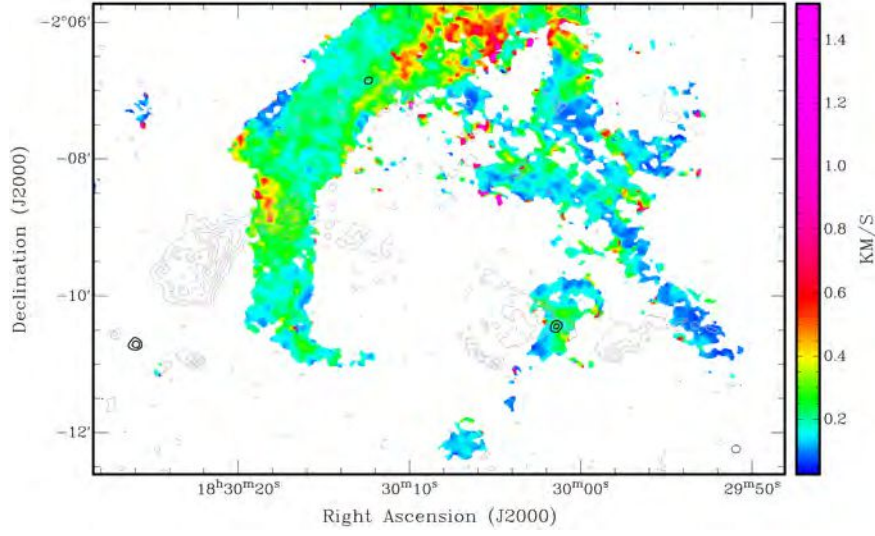


Figura 3.8. Mapa de momento 2 de la molécula de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ en la región sur de la nube molecular. Con contornos negros se ve la emisión de continuo a 3 mm y con contornos grises la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$.

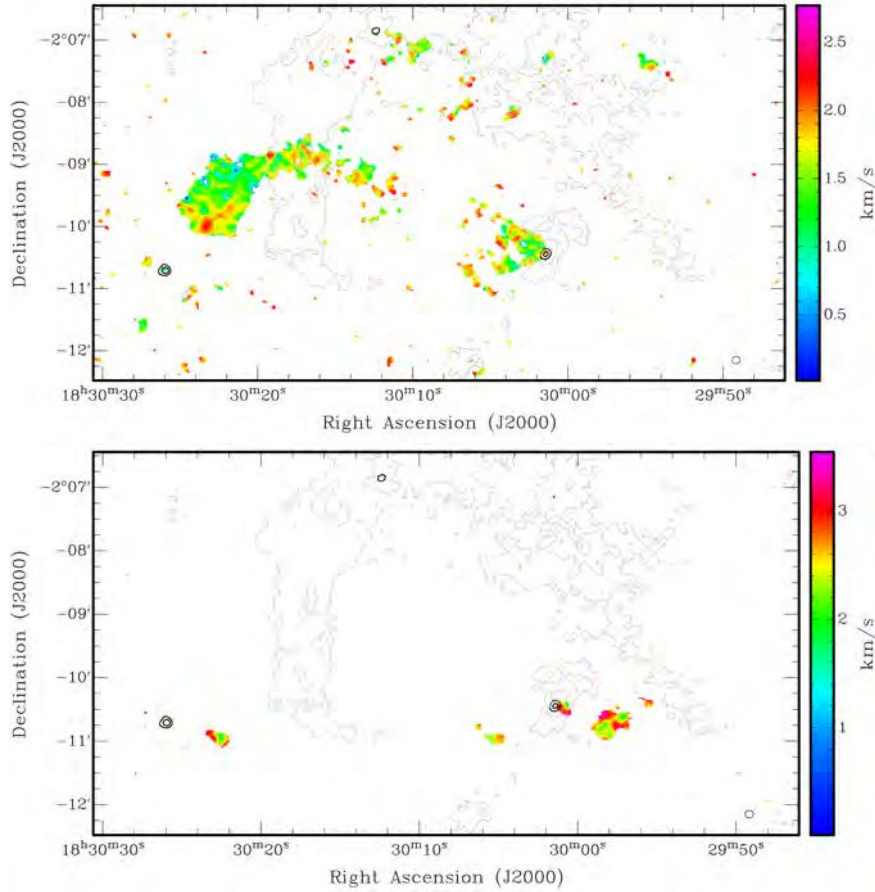


Figura 3.9. Mapa de momento 2 de la emisión de la línea $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul (arriba) y el rojo (abajo). Hemos etiquetado las fuentes de continuo a 3 mm, que se pueden ver en contorno negro. Con contornos grises se muestra la distribución espacial de la emisión integrada de la línea $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. En la parte inferior derecha de cada Figura se ve el contorno del tamaño del beam con color negro.

3.2.4. Espectros

Con la opción *view* \rightarrow *box sum* de la herramienta KVIS del paquete KARMA hemos tomado cajas de diferentes tamaños para analizar el espectro de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ en diferentes regiones en la zona sur de la nube molecular. En la Figura 3.10 pueden verse las cajas que hemos tomado y el espectro de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ obtenido con cada una de ellas. Dado que el espectro de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ presenta 7 componentes hiperfinas agrupadas en dos tripletes y un singlete (ver Apéndice), para evitar resultados espurios producto de una superposición de líneas centraremos nuestro estudio en el singlete, sin perder información en el camino ya que todas las líneas se ven afectadas de la misma manera. La caja 1, de 75×40 pixeles, nos muestra el espectro en una zona típica del filamento Sureste de Serpens South. Hemos logrado ajustar con un programa iterativo escrito en Fortran una gaussiana al singlete centrado en $\sim -1.4 \text{ km s}^{-1}$ y obtuvimos un FWHM (del inglés *Full Width Half Maximum*, ancho a mitad de altura) de $\sim 0.48 \text{ km s}^{-1}$. Si lo comparamos con el espectro de la caja 2, de 55×35 pixeles tomada en la zona donde se cruzan el filamento y el flujo molecular B14, vemos que este es menos intenso y el singlete se ve ensanchado. Ajustando al singlete una gaussiana obtenemos en este caso un FWHM de $\approx 0.83 \text{ km s}^{-1}$. Si miramos ahora el espectro de la caja 3, de 50×75 pixeles tomada en los alrededores de MM4, el ajuste gaussiano nos devuelve un FWHM de $\sim 0.64 \text{ km s}^{-1}$. Es decir, en esta región también tenemos un ensanchamiento con respecto al espectro de la caja 1, que corresponda a una zona con un espectro típico de la nube molecular, aunque no tan pronunciado como el de la caja 2. Esto puede indicar un aumento en la temperatura o bien en la turbulencia del gas de la nube.

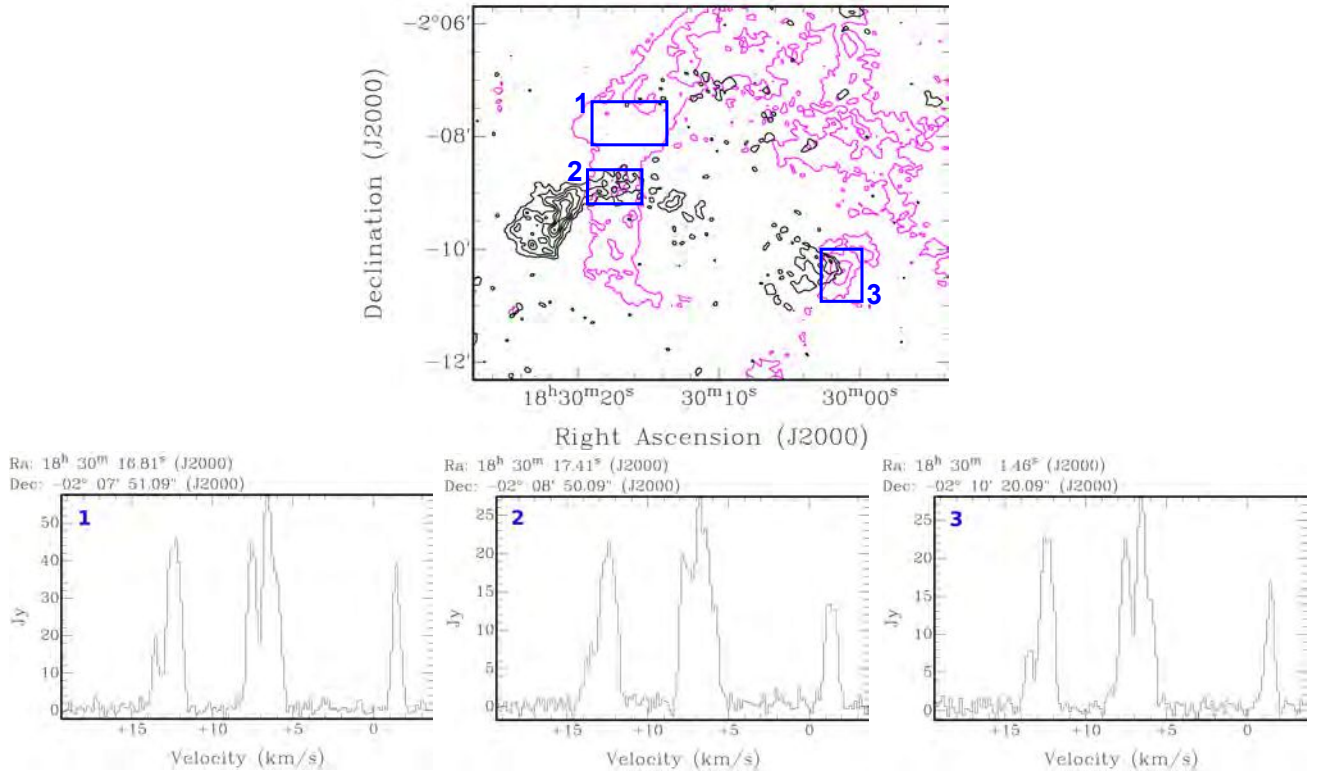


Figura 3.10. En la Figura superior vemos con contornos magenta la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ y con contornos negros la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$. Con rectángulos azules hemos marcado las 3 cajas tomadas con la opción *box sum* de la herramienta KVIS y en la parte inferior de la imagen los espectros de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ obtenidos con cada una.

En la Figura 3.11 vemos los espectros de $\text{HCO}^+(1-0)$ obtenidos con la opción *ver* \rightarrow *box average* de la herramienta KVIS del paquete KARMA en dos zonas que nos interesan estudiar de B14: donde se cruzan el filamento y el flujo molecular y en la zona donde vemos una mayor dispersión de velocidades. En el espectro resultante de la caja 1 (de 60×45 pixeles) podemos ver un ala de unos 3 km s^{-1} de ancho hacia el azul, típica de regiones de gas chocado como se da en los flujos moleculares, y una emisión máxima de 0.2 Jy beam^{-1} . En cambio el espectro obtenido con la caja 2 (de 40×70 pixeles) tiene un ala hacia el azul de unos

5 km s⁻¹ de ancho y un pico de emisión de 0.3 Jy beam⁻¹. Es decir que el espectro de la caja 2 es más intenso y tiene un ensanchamiento más pronunciado que el de la caja 1.

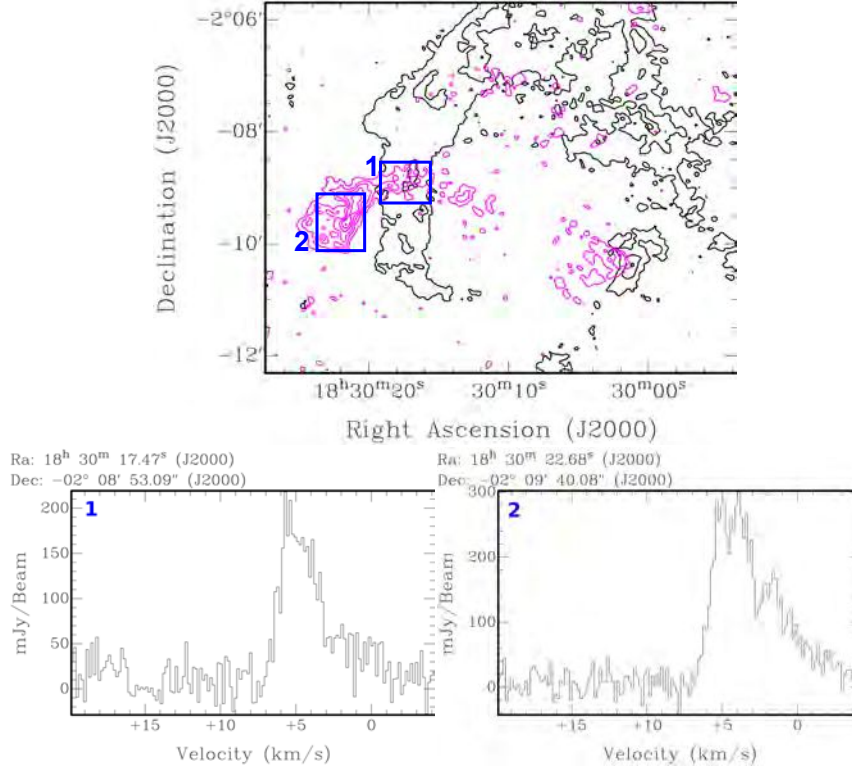


Figura 3.11. En la Figura superior vemos con contornos magenta la emisión de HCO⁺(1-0) y con contornos negros la emisión de N₂H⁺(1-0). Con rectángulos azules hemos marcado las 2 cajas tomadas con la opción *box average* y en la parte inferior de la Figura se ven los espectros de HCO⁺(1-0) obtenidos con cada una.

3.2.5. Diagramas posición-velocidad

Con la herramienta KPVslice del paquete KARMA (Gooch 1996) hemos hecho un corte posición-velocidad en el mapa de N₂H⁺(1-0) en sentido Noroeste-Sureste en la región de la nube circundante a MM4, como se puede ver marcado con una línea verde en la Figura 3.12. Si miramos el diagrama posición-velocidad obtenido para el singlete (en la misma Figura) podemos ver un gradiente de velocidades similar al esperado ante un comportamiento kepleriano del gas.

En la Figura 3.13 se puede ver el corte posición-velocidad realizado en el mapa de HCO⁺(1-0) en B14, flujo molecular que hemos asociado a la fuente MM4, en sentido Sureste-Noroeste. Vemos un pronunciado gradiente de velocidades que disminuye en el sentido del corte y dispersión de velocidades a lo largo de dicho gradiente.

3.2.6. Masa, momento y energía del flujo molecular asociado a la fuente MM4

En esta sección haremos una cruda estimación de la masa, el momento lineal y la energía del flujo molecular asociado a la fuente de continuo a 3 mm MM4. Este tipo de estimaciones se suele hacer con un trazador ópticamente delgado, como ¹³CO, pero en nuestro caso solo disponemos de HCO⁺ en este momento. Por eso es que a pesar que la estimación será un tanto cruda, lo importante en este punto fue conseguir realizar este tipo de cálculo buscando datos moleculares y las expresiones matemáticas adecuadas, comprendiendo también el tipo de aproximaciones que usualmente se realizan.

Para el cálculo de la masa del flujo molecular asociado a la fuente MM4 usaremos la expresión

$$M(x, y, v) = \mu m_H N(H_2) d^2 \Omega \quad (3.2)$$

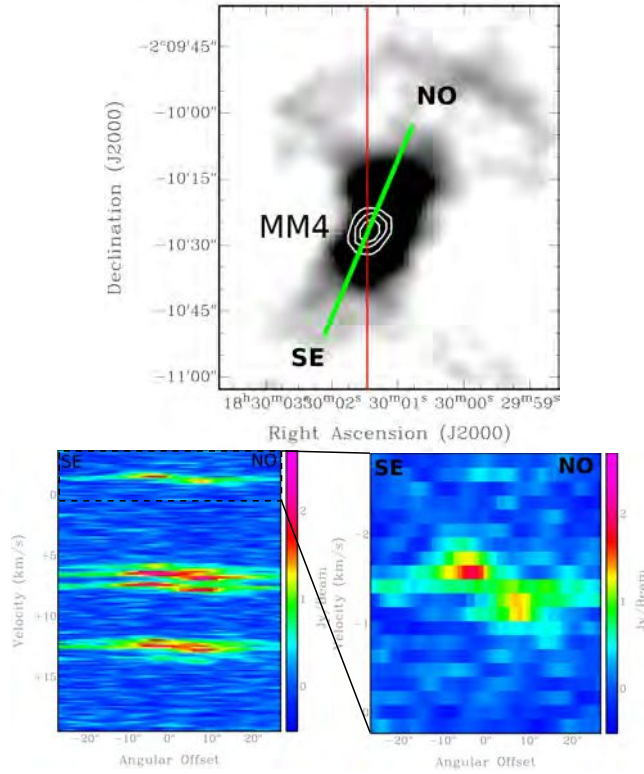


Figura 3.12. En la Figura vemos en escala de grises el mapa de emisión integrada de la línea $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ en el entorno de la fuente MM4 en Serpens South y en contornos blancos la fuente de continuo a 3 mm MM4. Con una línea verde hemos marcado el corte en posición realizado y con una línea roja la posición del cero del *offset*. En la Figura inferior vemos a la izquierda el diagrama posición-velocidad, con las siete componentes hiperfinas de la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, y a la derecha lo mismo pero con un zoom en el singlete. Se puede ver un gradiente de velocidades que podría indicar rotación, tal vez kepleriana.

donde $\mu(=2.8)$ es el peso molecular medio del Hidrógeno molecular (Miettinen 2012), $m_H(=1.67 \times 10^{-24} \text{ g})$ la masa del átomo de Hidrógeno, $N(\text{H}_2)$ es la densidad columnar de H_2 , d es la distancia al objeto y Ω el ángulo sólido del objeto.

Para obtener $N(\text{H}_2)$ vamos a hacerlo a partir de $N(\text{HCO}^+)$. Para estimar $N(\text{HCO}^+)$ usamos, bajo la hipótesis de LTE, la siguiente expresión (ver e.g., Chen et al. 2013)

$$N = \frac{3kW}{8\pi^3\nu S\mu^2} \left(\frac{T_{exc}}{T_{exc} - T_{bg}} \right) \left(\frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \right) \times Q(T_{exc}) e^{E_u/kT_{exc}} \quad (3.3)$$

donde k es la constante de Boltzmann en unidades de erg K^{-1} , W es la intensidad integrada de la línea observada en unidades de K km s^{-1} , ν es la frecuencia de la transición en Hz, $S\mu^2$ es el producto entre el valor intrínseco de la fuerza de línea S (o factor de Hönl-London) y el cuadrado del momento dipolar eléctrico μ , $T_{exc}(=17 \text{ K Plunkett et al. 2015}^5)$ es la temperatura de excitación, $T_{bg}(= 2.73 \text{ K})$ es la temperatura de brillo del fondo cósmico de radiación, $Q(T_{exc})$ es la función de partición a una dada temperatura de excitación y τ es la profundidad óptica. El valor de $S\mu^2$ para $\text{HCO}^+(1-0)$ lo obtuvimos del catálogo CDMS⁶ y $Q(T_{exc})$ lo obtuvimos de interpolar el valor de la función de partición para las diferentes temperaturas que contempla el catálogo CDMS. Resumimos los valores usados para la transición $\text{HCO}^+(1-0)$ en la Tabla 3.3. Para calcular τ lo despejamos de la relación

$$T_{MB} = T_0 \left(\frac{1}{e^{T_0/T_{exc}} - 1} - \frac{1}{e^{T_0/T_{bg}} - 1} \right) (1 - e^{-\tau}) \quad (3.4)$$

⁵Este valor es un promedio calculado pixel a pixel por los autores para la región central de Serpens South. Supondremos que este valor es constante para toda la nube.

⁶<https://cdms.astro.uni-koeln.de/cgi-bin/cdmssearch>

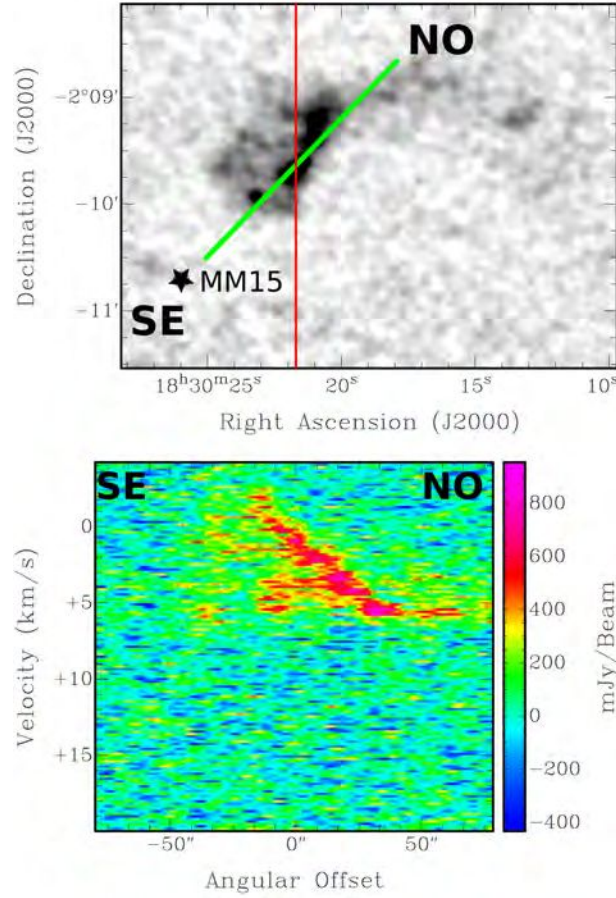


Figura 3.13. En la Figura superior se ve en escala de grises la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$, y con una estrella marcamos la posición de la fuente de continuo a 3 mm MM15. La línea verde marca el corte realizado en dirección Sureste-Noroeste y la línea roja marca la posición cero del *offset*. En la Figura inferior vemos el diagrama posición velocidad resultante. Se ve un gradiente de velocidades creciente en sentido Noroeste-Sureste.

(e.g. Rohlfs & Wilson 2004) donde T_{MB} es la temperatura del beam principal en K, $T_{exc}(=17 \text{ K})$ la temperatura de excitación y $T_0 = h\nu/k = 4.28 \text{ K}$. Medimos T_{MB} canal por canal usando el paquete CASA (McMullin et al. 2007) y lo pasamos a unidades de temperatura de brillo con la expresión⁷

$$T_{MB} = 1222 \times \frac{I}{\nu^2 \theta_{maj} \theta_{min}} \quad (3.5)$$

donde I es la densidad de flujo en mJy beam^{-1} , ν es la frecuencia en GHz y θ_{maj} y θ_{min} son los ejes mayor y menor, respectivamente, del beam sintético en arcosegundos ($7''.6 \times 7''.4$, como describimos en el capítulo 2).

Usando la expresin 3.4 calculamos τ para ambos lóbulos y obtuvimos que la emisión hacia rojo es ópticamente delgada mientras que la emisión hacia el azul es ópticamente gruesa. Continuamos el cálculo asumiendo que ambas son ópticamente delgadas y sabiendo que lo que obtendremos para la emisión hacia el azul es una cota mínima del valor real de las cantidades estimadas.

Para la emisión de la línea $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el rojo obtuvimos valores para $\tau \ll 1$ pero para la emisión con velocidades hacia el azul calculamos los valores τ a pesar de que probablemente esta emisión sea ópticamente gruesa, caso para el cual la fórmula que hemos usado para estimar la densidad columnar no es correcta. Es decir que hemos tomado esta aproximación para poder seguir con el ejercicio pero sabiendo que los valores que estimaremos son un límite inferior del valor real.

⁷<https://science.nrao.edu/facilities/vla/proposing/TBconv>

3. Resultados

Para obtener la intensidad integrada de la línea usamos como aproximación al área real de la línea la expresión

$$W = T_{MB} \times \Delta v \quad (3.6)$$

con los valores calculados canal por canal para T_{MB} y con $\Delta v = 0.16 \text{ km s}^{-1}$ el ancho de cada canal.

Tras calcular $N(\text{HCO}^+)$ canal por canal, para obtener $N(\text{H}_2)$ canal por canal multiplicamos por su abundancia relativa $[\text{HCO}^+/\text{H}_2] = 2 \times 10^{-9}$ (Hasegawa & Mitchell 1995). Reemplazamos este valor en la ecuación 3.2 y sumamos el valor de cada canal para obtener la masa total del flujo molecular

$$M_{TOT} = \Sigma_{area} \Sigma_{vel} M(x, y, v) \quad (3.7)$$

De manera similar calculamos el momento y la energía del flujo molecular

$$P = \Sigma_{area} \Sigma_{vel} M(x, y, v) |v - v_{nube}| \quad (3.8)$$

$$E = \frac{1}{2} \Sigma_{area} \Sigma_{vel} M(x, y, v) |v - v_{nube}|^2 \quad (3.9)$$

donde v es la velocidad de cada canal y $v_{nube} = 7.5 \text{ km s}^{-1}$ es la velocidad de la nube (Fernández-López et al. 2014). Podemos además calcular para cada flujo molecular la velocidad característica, que es simplemente el cociente P/M .

Para la emisión con velocidades hacia el rojo obtuvimos $M_r = 0.24 M_\odot$, $P_r = 1.3 M_\odot \text{ km s}^{-1}$, $E_r = 3.46 M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ y $V_r^{car} = 5.26 \text{ km s}^{-1}$. Para la emisión con velocidades hacia el azul obtuvimos $M_b = 2.3 M_\odot$, $P_b = 6.2 M_\odot \text{ km s}^{-1}$, $E_b = 8.9 M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$ y $V_b^{car} = 2.7 \text{ km s}^{-1}$. Sumando estos valores obtenemos una cota inferior para la masa ($2.54 M_\odot$), momento ($7.5 M_\odot \text{ km s}^{-1}$) y energía ($12.4 M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$) del flujo molecular. En la Tabla 3.4 se pueden ver sintetizados estos resultados.

Nakamura et al. (2011) estimaron la masa ($0.6 M_\odot$), el momento ($7.6 M_\odot \text{ km s}^{-1}$) y la energía ($64.6 M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$) total de los flujos moleculares de Serpens South. Sus estimaciones difieren de las nuestras en varios aspectos: el valor para la distancia de Serpens South que tomaron los autores fue 260 pc (e.g., Dzib et al. 2010), la línea de emisión a partir de la cual estimaron la densidad columnar de H_2 fue $\text{CO}(3-2)$ la cual es ópticamente gruesa. En adición Nakamura et al. tuvieron en cuenta el factor de la inclinación ($i=57.3^\circ$, Bontemps et al. 1996) al calcular el momento y la energía totales de la emisión molecular. Si repetimos nuestro cálculo tomando una distancia de 260 pc y teniendo en cuenta el factor de la inclinación de la misma manera que Nakamura et al. obtenemos $M=0.9 M_\odot$, $P=5.2 M_\odot \text{ km s}^{-1}$ y $E=17.2 M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$. Los valores que obtuvimos de la masa y el momento son comparables con los de Nakamura et al., aunque la energía estimada es mucho menor.

Dentro de nuestra estimación tenemos muchas fuentes de error: la aproximación para la intensidad integrada de la línea, la suposición que T_{exc} es constante, el valor elegido para la abundancia relativa de HCO^+ , el valor adoptado para la distancia y la estimación de la función partición. Sin embargo no incluimos un cálculo del error en nuestra estimación ya que no vale la pena frente a la aproximación hecha para la opacidad de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul. Esta nos condiciona desde un principio a que los valores estimados sean un límite inferior de los reales.

Tabla 3.3. Propiedades de la transición $\text{HCO}^+(1-0)$.

ν [GHz]	E_u/k [K]	$Q(T_{exc})$	$S\mu^2$ [D]
89.1885	4.3	8.25248	1.1821

Tabla 3.4. Masa, momento, energía y velocidad característica estimados para el flujo molecular asociado a la fuente MM4.

	Azul	Rojo	Total
$M [M_\odot]$	2.3	0.24	2.5
$P [M_\odot \text{ km s}^{-1}]$	6.2	1.3	7.5
$E [M_\odot \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}]$	8.9	3.4	12.4
$V_{car} [\text{km s}^{-1}]$	2.7	5.26	—

3.3. Masa dinámica

Para estimar la masa dinámica (gas y polvo) en la zona donde se ubica la fuente de continuo a 3 mm MM4 utilizaremos la expresión (e.g., [Fernández-López et al. 2017](#)):

$$\frac{M_{dyn}}{M_{\odot}} = 0.00121 \times \left(\frac{\Delta v}{2 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{r}{ua} \right) \quad (3.10)$$

Δv es el ancho total del singlete del espectro de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, es decir 2 veces el FWHM calculado previamente ($\sim 0.63 \text{ km s}^{-1}$). Con DS9 estimamos $r \sim 19''$, que es un radio promedio de la extensión de la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ desde la ubicación de MM4 como se puede ver en la Figura 3.14. Obtenemos como resultado $M_{dyn}=3.9 M_{\odot}$.

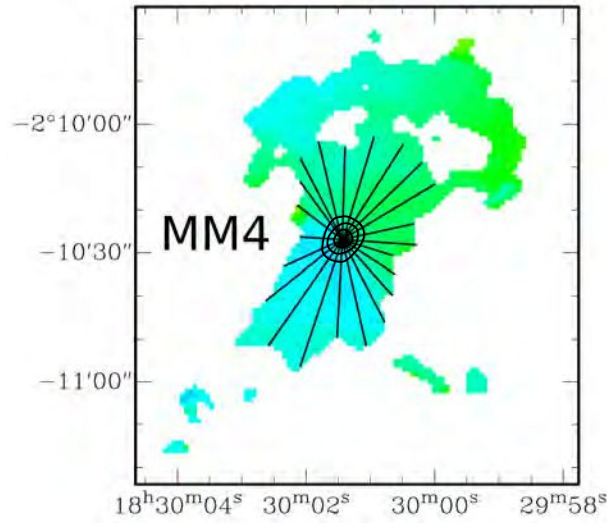


Figura 3.14. Sobre el mapa de momento 1 de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ con zoom en la región donde se ubica MM4 hemos marcado con contornos negros la posición de la fuente de continuo a 3 mm. Con líneas negras hemos esquematizado las distancias que promediamos para estimar un radio r de la extensión del gas desde la posición de MM4 para calcular la masa dinámica.

Si a la masa dinámica le restamos la masa de polvo calculada previamente en la sección 3.1 ($2.6 \pm 0.3 M_{\odot}$) obtenemos un valor aproximado para la masa del YSO MM4 equivalente a ~ 1.3 .

3.4. Observaciones en la banda infrarroja

Para hacer un análisis completo de una región de formación estelar es importante inspeccionar en diferentes bandas del espectro. Por eso es que además de estudiar esta región en la banda milimétrica y submilimétrica hemos buscado información en la banda infrarroja. En particular hemos buscado observaciones de *Spitzer* IRAC y MIPS en las bandas de emisión a 4.5, 5.8, 8.0 y 24 μm .

En la Figura 3.15 vemos la emisión a 4.5 μm , la cual nos permite ver tanto los posibles YSOs como las zonas donde el gas chocado es más intenso. Se observa emisión muy intensa en la zona donde [Teixeira et al. \(2012\)](#) ubican el objeto MHO3255. También se ve emisión que coincide en posición con el flujo molecular B14 y también en donde ubicamos R8. En la región donde se cruzan B14 y el filamento Sureste de Serpens South no vemos emisión intensa que podamos asociar a una colisión.

En la Figura 3.16 vemos la emisión a 5.8 μm . En esta longitud de onda podemos ver posibles YSOs y emisión de gas chocado (aunque no tan intensa como es el caso de la emisión a 4.5 μm).

En la Figura 3.17 se ve la emisión a 8.0 μm . Podemos ver tanto posibles YSOs como gas chocado. La estructura en absorción que se observa coincide con el contorno de emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$.

En la Figura 3.18 podemos ver la emisión a 24 μm . Esta longitud de onda traza muy bien el gas tibio, lo cual nos indica que puede haber una fuente calentando su entorno. En otras palabras, la emisión a esta

3. Resultados

longitud de onda nos muestra posibles YSOs. Hemos marcado con una flecha la posición de la fuente a la cual [Teixeira et al. \(2012\)](#) asocian el objeto MHO3255.

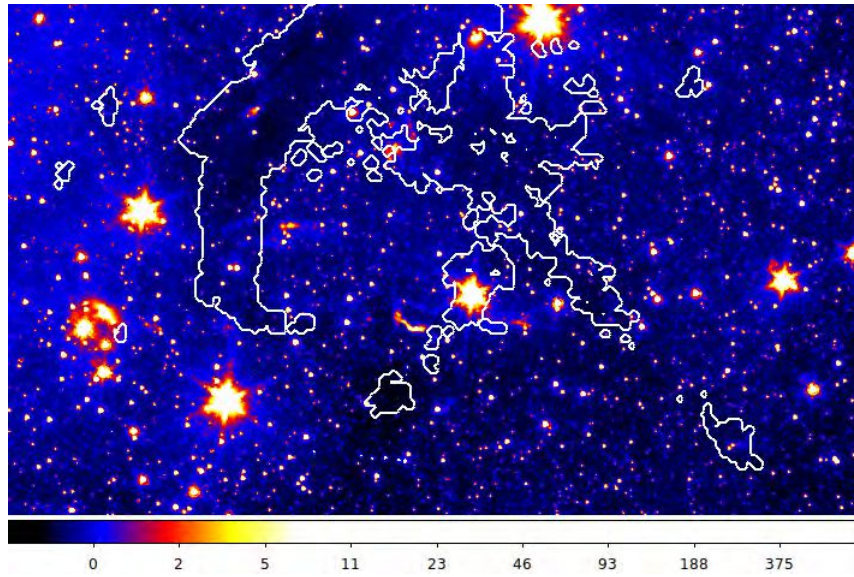


Figura 3.15. Emisión en la banda infrarroja a $4.5 \mu\text{m}$. La emisión a esta longitud de onda nos muestra tanto los YSO como las regiones donde el gas chocado es más intenso. Con contornos blancos marcamos la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. Imagen tomada con *Spitzer* IRAC.

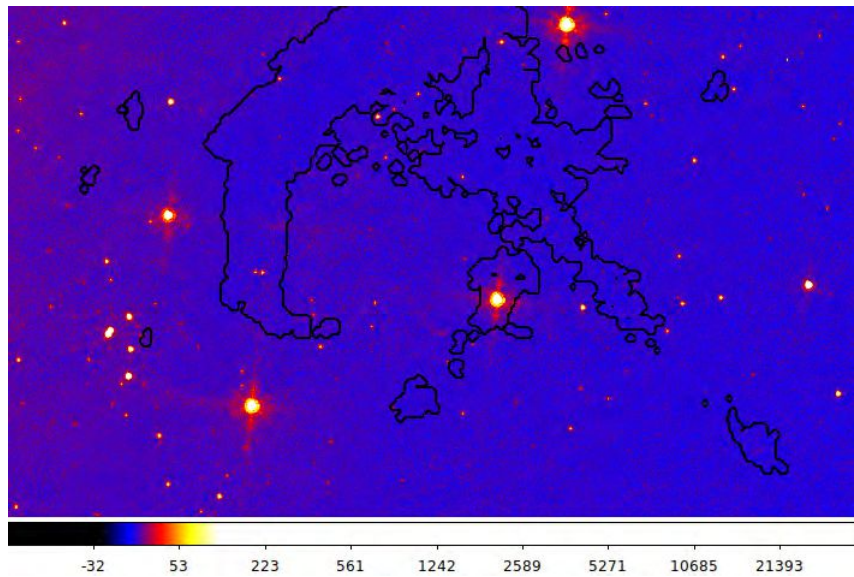


Figura 3.16. Emisión en la banda infrarroja a $5.8 \mu\text{m}$. La emisión a esta longitud de onda nos muestra tanto los YSO como regiones de gas chocado. Con contornos negros marcamos la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. Imagen tomada con *Spitzer* IRAC.

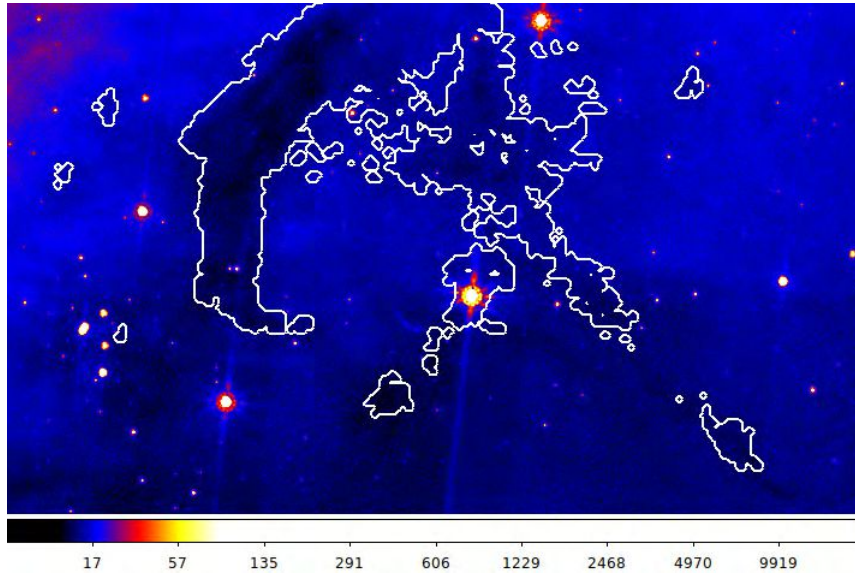


Figura 3.17. Emisión en la banda infrarroja a $8.0 \mu\text{m}$. Se observa en esta longitud de onda los YSO y las regiones de gas chocado. Con contornos blancos marcamos la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. Vemos además en absorción los filamentos de la nube molecular y notamos que concuerdan con los contornos de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. Imagen tomada con *Spitzer* IRAC.

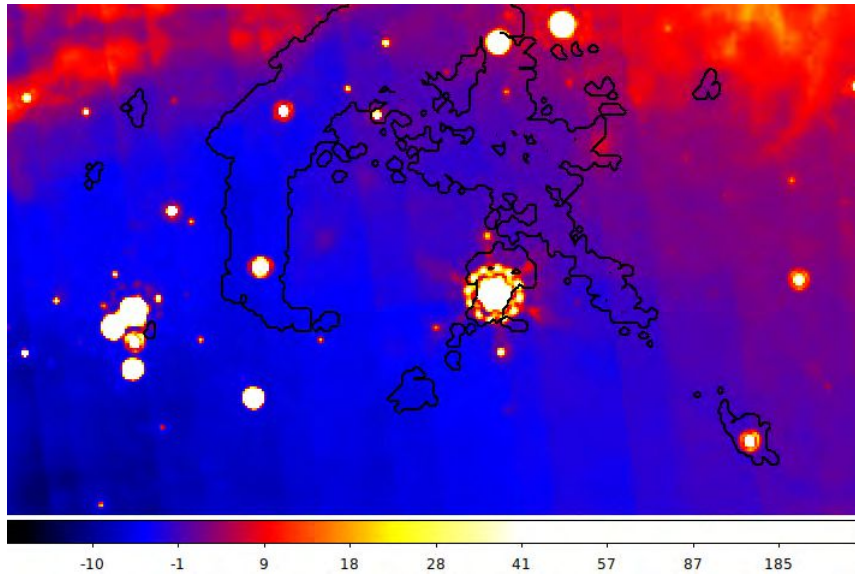


Figura 3.18. Emisión en la banda infrarroja a $24 \mu\text{m}$. La emisión a esta longitud de onda traza el polvo tibio, es decir que nos revela posibles YSOs. Con contornos negros marcamos la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ y con una flecha negra la posición del YSO que [Teixeira et al. \(2012\)](#) asocian al objeto MHO3255. Imagen tomada con *Spitzer* MIPS.

Capítulo 4

Análisis y discusión

4.1. Flujo molecular asociado a MM4

En este apartado discutimos dos posibilidades en la interpretación de los datos de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ en las inmediaciones de MM4 y MM15. En el pasado se ha propuesto que B14 y B15 son lóbulos de dos flujos moleculares distintos, asociados a MM4 y MM15, respectivamente. En este trabajo proponemos que ambas fuentes moleculares están asociadas al mismo flujo molecular eyectado desde MM4.

Inspeccionando el mapa de momento 0 de la emisión hacia el azul de $\text{HCO}^+(1-0)$ (Figura 3.3) se puede ver que, a pesar de que hay una zona sin emisión, debido a la morfología de ambas y sus velocidades radiales, pensamos que la emisión procedente de las fuentes B14 y B15 forman parte del mismo flujo molecular. En este sentido, B15 tiene forma cónica y en su vértice reside MM4, mientras que B14 tiene forma de arco y coincide con la forma que tendría un choque producido por material eyectado desde MM4. Además el punto central de B14 está aproximadamente alineado con MM4 y la bisectriz de B15.

Por otro lado, inspeccionando el diagrama posición-velocidad obtenido a partir de un corte en dirección Sureste-Noroeste de la emisión que se corresponde con B14 (ver Figura 3.13) vemos un gradiente de velocidad con una estructura tipo ley de Hubble (velocidad mayor a mayor distancia del punto de origen) (e.g., Lee et al. 2000). A pesar que el gradiente está alineado con MM15, la velocidad radial es más azul ($V=-2 \text{ km s}^{-1}$) que la velocidad lejos de MM15 ($V=6.5 \text{ km s}^{-1}$), teniendo en cuenta que la velocidad promedio de la nube es de 7.5 km s^{-1} . Esto no es lo que suele observarse en este tipo de regiones, más bien se observa el efecto contrario. Por tanto deducimos que este no es un escenario viable para interpretar la emisión molecular asociada con B14 como sostienen Nakamura et al. (2011).

Con esto sobre la mesa proponemos que B15 y B14 son un mismo flujo molecular y su fuente es MM4. El escenario que proponemos se puede ver esquematizado en la Figura 4.1. Es probable que la razón de que no observemos lóbulos completos sea que la distribución de $\text{HCO}^+(1-0)$ no es homogénea en toda la nube molecular.

Buscamos explicar el gradiente de velocidad que se observa en la Figura 3.13, casi perpendicular a la dirección de eyección en el nuevo escenario propuesto, donde tenemos un flujo molecular eyectado por MM4. Una posibilidad es que haya una deflexión del flujo molecular en la dirección de dicho gradiente de velocidad producida por la interacción física del flujo con el filamento Sureste de la nube molecular observado en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. Inspeccionando el mapa de momento 1 de la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ (ver Figura 3.5) se puede ver que en la zona donde se cruzan el flujo molecular y el filamento Sureste de Serpens South la velocidad es más azul ($V=6.4 \text{ km s}^{-1}$) que en una zona típica del filamento ($V=7 \text{ km s}^{-1}$). En el mapa de momento 2 de la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ (ver Figura 3.8) podemos ver que en la zona donde se cruzan el filamento y el flujo molecular tenemos una dispersión de velocidades que alcanza un valor pico de 0.6 km s^{-1} mientras que en el resto del filamento tenemos una dispersión promedio de $\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$. Para analizar el espectro de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ (Figura 3.10) ajustamos con un programa iterativo una gaussiana al singlete y obtuvimos un valor para el ensanchamiento de la línea de 0.83 km s^{-1} , prácticamente el doble del ancho que se puede ver en el espectro de una zona típica de la nube, donde al ajustar una gaussiana obtuvimos un valor para el ancho de la línea de 0.48 km s^{-1} . En el mapa de momento 1 de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ (ver Figura 3.7) vemos que en la zona donde se cruzan la nube y el flujo molecular las velocidades varían entre 3 y 5 km s^{-1} , valores no mayores al resto del flujo molecular. En el mapa de momento 2 de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ (ver

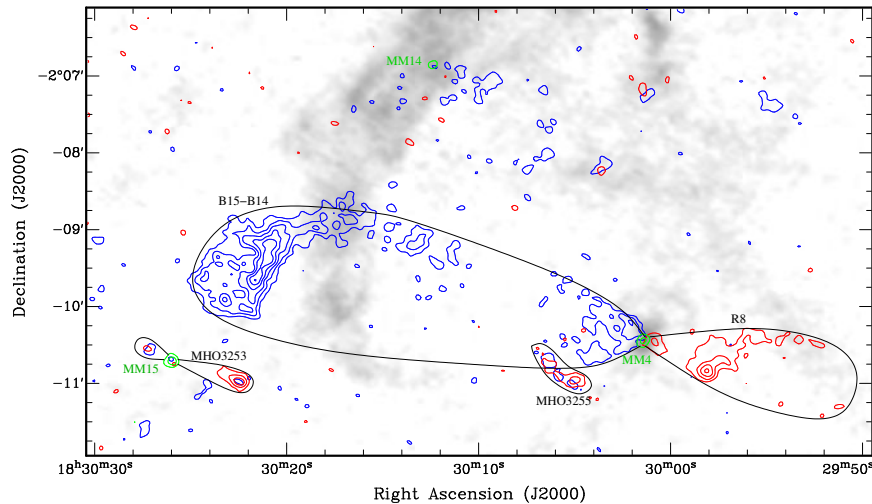


Figura 4.1. Vemos en escala de grises la emisión de $N_2H^+(1-0)$, con contornos azules y rojos la emisión al azul y al rojo respectivamente de $HCO^+(1-0)$ y con contornos verdes las fuentes de continuo. Hemos esquematizado con trazos color negro los posibles flujos moleculares caracterizados en este trabajo.

Figura 3.9) vemos un rango de dispersiones que va desde 1.7 hasta 2.3 km s^{-1} . Inspeccionando el espectro de la emisión de $HCO^+(1-0)$ (ver Figura 3.11) vemos un ala ensanchada unos 3 km s^{-1} hacia velocidades más azules, lo cual es típico en regiones de gas chocado.

En resumen, las razones macroscópicas por las que se puede producir un ensanchamiento en el espectro de una línea son principalmente dos: un aumento de la temperatura del gas o un cambio en la velocidad del mismo (o una combinación de ambas). Podemos ver estos efectos en los mapas de momento 1, 2 y en el espectro de las líneas $N_2H^+(1-0)$ y $HCO^+(1-0)$ en la zona donde se cruzan el flujo molecular y el filamento. Sin embargo, el ala del espectro de la línea $HCO^+(1-0)$ obtenido en el extremo Este del flujo está ensanchada unos 5 km s^{-1} , 2 km s^{-1} más que el ala del espectro obtenido en la zona donde se cruzan el flujo y el filamento. Si analizamos también la emisión en la banda infrarroja de $4.5 \mu\text{m}$, la cual traza gas chocado, no se ve una emisión intensa en la zona donde se cruzan el filamento y el flujo molecular. En conclusión, no podemos descartar completamente que exista una interacción entre el flujo molecular y el filamento Sureste de Serpens South ya que pudimos hallar evidencias físicas de dicha interacción por diferentes canales de estudio, pero al compararlo con el caso paradigmático de HH 270/110 y los sucesivos estudios teóricos (ver sección 1.2.2) los valores medidos son mucho menores a los esperados en un caso de deflexión de un flujo molecular por la interacción con una nube molecular, por lo que descartamos el escenario de interacción flujo-filamento como causante de la morfología del flujo molecular.

Habiendo descartado el escenario de interacción flujo-filamento para explicar el gradiente de velocidades que se observa en el diagrama posición velocidad del flujo molecular B14 nos proponemos explorar diferentes explicaciones para lo que observamos. Nos planteamos entonces diversas situaciones, las cuales hemos esquematizado en la Figura 4.2 y expondremos a continuación:

- Una burbuja de $HCO^+(1-0)$ en expansión. Al no encontrar evidencias adicionales acerca de un evento tan energético en la región (por ejemplo, emisión de alta energía, otros registros cinmáticos en la emisión de $HCO^+(1-0)$, una morfología esférica o con forma de cascarón, entre otros) descartamos esta opción.
- Un flujo generado por un YSO ubicado en dirección Noroeste al mismo. Buscando en catálogos de fuentes infrarrojas de Spitzer encontramos algunas fuentes al noroeste de B14. Estos potenciales candidatos, tienen posiciones algo alejadas de la emisión molecular, y ninguno parece estar espacialmente conectado con el flujo B14, como sí lo están B15 y MM4. En adición, en caso de que B14 fuese el lóbulo azul del flujo

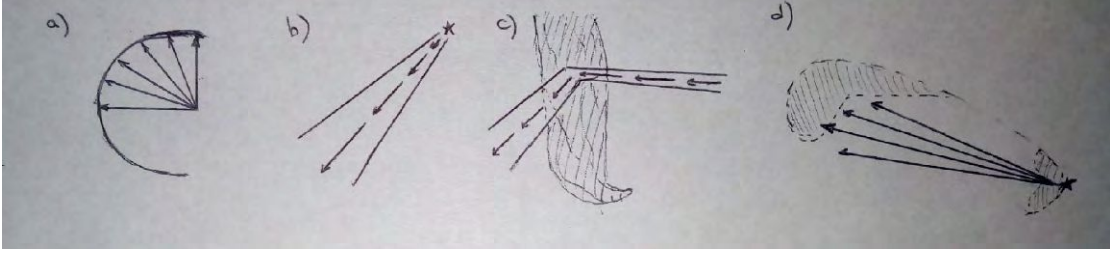


Figura 4.2. En esta Figura esquematizamos diferentes escenarios que pudieran dar lugar al gradiente y dispersión de velocidades que se observan en el diagrama posición-velocidad de B14. Los diferentes escenarios son: *a)* una burbuja de $\text{HCO}^+(1-0)$ en expansión; *b)* escenario en donde B14 es impulsado por una fuente al noroeste; *c)* escenario donde el flujo molecular se ve desviado producto de una interacción con la nube molecular; *d)* el *jet* impulsado por MM4 impacta el material molecular circundante, en algunas zonas con más intensidad que en otras. Con los datos que poseemos actualmente, el escenario *d)* es el que nos resulta más apropiado para explicar lo observado.

molecular de alguno de estos YSOs, tampoco observamos su contraparte al rojo. Aunque la existencia de flujos molopolares se ha constatado en otras regiones (probablemente debido a inhomogeneidades en la distribución espacial del gas circundante, ver [Fernández-López et al. 2013](#); [Louvet et al. 2018](#)), este no es el fenómeno más habitual en las regiones de formación estelar. Descartamos también este escenario.

- c) Interacción física entre el flujo molecular y la nube molecular que resultara en una desviación y aceleración del flujo molecular. Ya hemos descartado anteriormente este escenario ya que, a pesar de hallar evidencias físicas de una interacción, estas son mucho menores a las teorizadas a partir del caso paradigmático de HH 270/110.
- d) El *jet* resultante de la acreción de material por parte de MM4 impacta el material circundante, lo ioniza y lo acelera. En la dirección donde el *jet* impacta de lleno la dispersión de velocidades es mayor, así como la velocidad y el ensanchamiento del espectro. Además, en los modelos de vientos protoestelares procedentes de discos (e.g., [Lee et al. 2000](#)), el impulso de dichos vientos depende del ángulo polar de eyección, siendo más veloces en ángulos perpendiculares al disco y más lentos en ángulos mayores (con una dependencia de $1/\sin^2(\theta)$). La velocidad radial del material en un choque, depende también de la distribución de densidad del material circundante.

Con los datos que poseemos actualmente, el escenario *d)* es el que nos parece más adecuado para explicar lo que observamos.

En cuanto a la contraparte al rojo de la emisión desplazada al azul de B15-B14, es decir el lóbulo de emisión desplazada al rojo, que coincide espacialmente con la fuente R8 de [Nakamura et al. \(2011\)](#), no tenemos mayor información que agregar al análisis de dichos autores.

4.2. MHO3255 y MHO3253

MHO3255 fue caracterizado por [Teixeira et al. \(2012\)](#) pero no ha sido reportado en trabajos donde se estudie la emisión de línea en Serpens South. Esto probablemente se deba a que los estudios previos de la región fueron hechos a partir de datos con menor resolución angular que los nuestros, y dada su cercanía a B15 no pudo ser correctamente resuelto. [Teixeira et al. \(2012\)](#) asocian este flujo molecular con una fuente centrada en $(\alpha, \delta)_{(J2000)} = (18:30:05.3, -2:11:00)$ a la cual llaman P5. A pesar de que no hemos detectado ninguna fuente de continuo a 3 mm en esa posición, al mirar cuidadosamente los datos de *Spitzer* MIPS hemos podido localizarla.

En la Figura 4.3 podemos ver un zoom en el mapa de momento 1 de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul (entre 4.5 y 2.5 km s^{-1}) y en la Figura 4.4 ídem para la emisión con velocidades hacia el rojo (entre 14 y 16 km s^{-1}). La emisión al azul y al rojo de $\text{HCO}^+(1-0)$ están superpuestas, lo cual podría significar que este flujo molecular se ubica en un plano aproximadamente perpendicular al plano del

cielo. En la Tabla 3.2 se pueden ver sus características morfológicas: hemos medido con DS9 para este flujo un tamaño de 0.14 pc, un factor de colimación de 0.5 y un ángulo de posición de 43° .

El caso de MHO3253 análogo al caso de MHO3255: fue detectado por [Teixeira et al. \(2012\)](#) pero no ha sido reportado en otros trabajos donde se estudie la emisión de línea en Serpens South, probablemente debido a su corta extensión y cercanía a B14. [Teixeira et al.](#) asocian este flujo molecular a la fuente de continuo MM15. En las Figuras 4.5 y 4.6 podemos ver los mapas de momento 1 de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul (entre 2 y 5 km s^{-1}) y hacia el rojo (entre 14 y 16 km s^{-1}), respectivamente, con un zoom en MHO3253. A medida que nos alejamos hacia el Oeste de MM15 las velocidades hacia el rojo se vuelven mayores, lo cual es consistente con asociar este flujo molecular a MM15. En la Tabla 3.2 también podemos encontrarlo caracterizado. Hemos estimado con DS9 un tamaño para este flujo de 0.2 pc, un factor de colimación de 0.2 y ángulo de posición de 67° .

Estos dos flujos moleculares tienen tamaños mucho menores al flujo asociado a la fuente MM4, que se extiende en total unos 1.3 pc. Una posibilidad para explicar esta diferencia significativa en la morfología respecto a los otros flujos de la zona es que se encuentren a distancias diferentes, pero esto no concuerda con el hecho de que el gas de estos flujos moleculares está a la misma velocidad radial que los demás de la región. Otras posibilidades pueden ser que el YSO que les da origen sea muy joven (este no sería el caso de MM15 pero podría ser el de P5), que las fuentes ya hayan limpiado su entorno o que están en una zona de la nube molecular donde no hay mucho gas.

4.3. B7 y MHO3254

Repasando los trabajos previos podemos agregar que no hemos encontrado emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ que se corresponda con el objeto MHO3254 reportado por [Teixeira et al. \(2012\)](#) (ver Figura 1.14), el cual se ubicaría al sur de B14 y tendría una extensión de $\sim 19''$.

Así mismo no podemos distinguir una estructura clara para el flujo molecular que [Nakamura et al. \(2011\)](#) llamaron B7 (ver Figura 1.13), a pesar de que se ve emisión en la zona. En la Figura 4.7 vemos el mapa de momento 1 de la emisión hacia el azul de la línea $\text{HCO}^+(1-0)$ con un zoom en los alrededores de MM14. Vemos que la velocidad de la emisión aumenta hacia el azul (va de 5.2 a 3 km s^{-1}) a medida que nos alejamos en sentido Suroeste de MM14. Esto sería consistente si asociamos B7 a la fuente MM14. Sin embargo, y como ya dijimos previamente, la emisión es débil, no presenta una estructura clara y no encontramos contraparte al rojo, con lo cual no podemos hacer un análisis fiable de este flujo molecular.

4.4. MM4: core molecular en rotación

El escenario paradigmático de formación estelar, como hemos desarrollado en la Sección 1.1, se compone de un YSO en rotación acreta material de la nube molecular, un disco de acreción girando a su alrededor y eyección bipolar perpendicular a la dirección de rotación que origina flujos moleculares al acelerar gas y polvo del medio interestelar.

En el mapa de momento 1 de la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ en torno a la fuente de continuo MM4 (ver Figura 3.6) podemos ver un gradiente de velocidades, que disminuye $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ (desde 7.5 hasta 6.7 km s^{-1}) en dirección Noroeste-Sureste. A su vez, en el diagrama posición-velocidad de la misma molécula en el entorno MM4 (ver Figura 3.12) al mirar el zoom en el singlete podemos ver un gradiente de velocidades que podría asociarse a un gas en rotación.

Hemos realizado el cálculo de la masa dinámica como se describe en la sección 3.3 usando como valor del ancho para la velocidad 1.2 km s^{-1} a partir de lo que se ve en el diagrama posición-velocidad del gas circundante a MM4. Obtuvimos como resultado una $M_{\text{dyn}} = 4.6 M_\odot$. Si a este valor le restamos la masa calculada a partir de la emisión de polvo, obtenemos una primera aproximación de la masa de la fuente MM4 $M_{\text{MM4}} \sim 2 M_\odot$.

Por otro lado, nuestras observaciones tienen una resolución de unos $7''$, es decir de unas 3000 UA, tamaño mucho mayor al tamaño típico de los discos de acreción. Esto nos lleva a pensar que la masa dinámica que hemos estimado es la masa dinámica de una envoltente gaseosa que podría estar rotando siguiendo un comportamiento kepleriano.

En síntesis, el caso de MM4 pareciera ser un caso paradigmático en la teoría de formación estelar: tenemos un YSO Clase I acreta material, una envoltente en rotación posiblemente kepleriana (y probablemente un disco de acreción) y eyección bipolar en dirección perpendicular a la dirección de rotación.

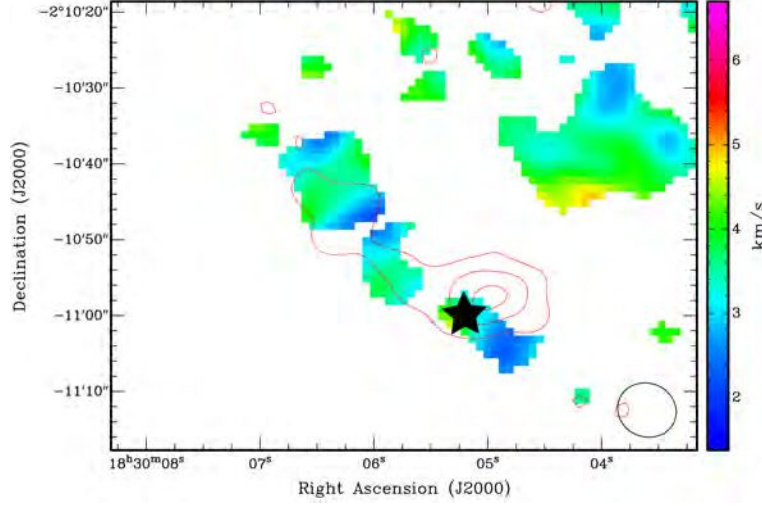


Figura 4.3. Mapa de momento 1 de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul con un zoom en la zona donde [Teixeira et al. \(2012\)](#) ubican el objeto MHO3255. Con contornos rojos se ve la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el rojo y en el extremo inferior derecho vemos el contorno del tamaño del beam. Con una estrella negra marcamos la posición de la fuente a la cual [Teixeira et al.](#) asocian este flujo molecular y que puede verse en emisión a $24\ \mu\text{m}$ (ver Figura 3.18).

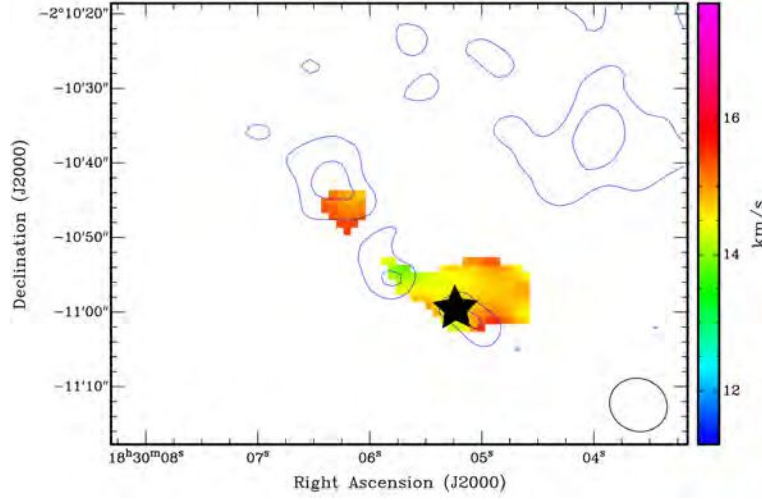


Figura 4.4. Mapa de momento 1 de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el rojo con un zoom en la zona donde [Teixeira et al. \(2012\)](#) ubican el objeto MHO3255. Con contornos azules se ve la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul y en el extremo inferior derecho vemos el contorno del tamaño del beam. Con una estrella negra marcamos la posición de la fuente a la cual [Teixeira et al.](#) asocian este flujo molecular y que puede verse en emisión a $24\ \mu\text{m}$ (ver Figura 3.18).

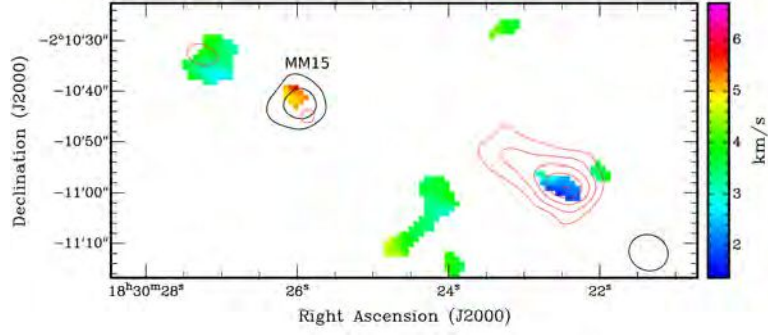


Figura 4.5. Mapa de momento 1 de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul con un zoom en la zona donde [Teixeira et al. \(2012\)](#) ubican el objeto MHO3253. Con contornos rojos se ve la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el rojo, con contornos negros se ve la fuente de continuo a 3 mm MM15 y en el extremo inferior derecho vemos el contorno del tamaño del beam.

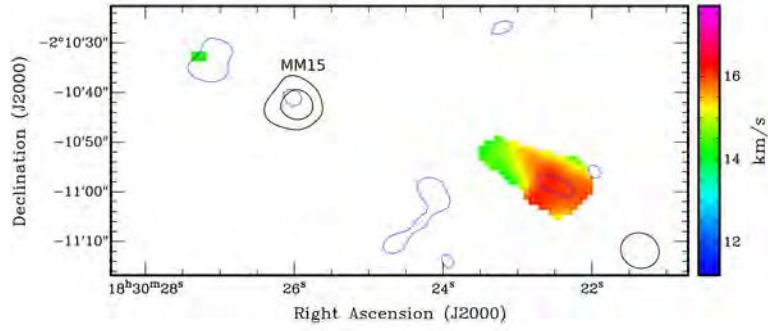


Figura 4.6. Mapa de momento 1 de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el rojo con un zoom en la zona donde [Teixeira et al. \(2012\)](#) ubican el objeto MHO3253. Con contornos azules se ve la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul, con contornos negros se ve la fuente de continuo a 3 mm MM15 y en el extremo inferior derecho vemos el contorno del tamaño del beam.

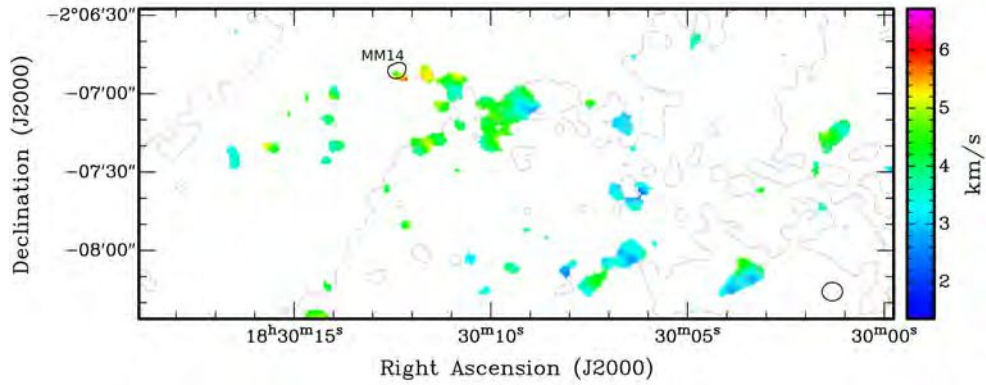


Figura 4.7. Mapa de momento 1 de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul con contornos rojos para la emisión de la misma línea con velocidades al rojo. Con contornos negros y una etiqueta hemos marcado la fuente de continuo a 3 mm MM14. Con contornos grises se ve la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. En el extremo inferior derecho vemos el contorno del tamaño del beam sintético en color negro.

Capítulo 5

Resumen y comentarios finales

Dentro de la teoría de formación de estrellas de masa baja e intermedia el modelo más aceptado para explicar el proceso de acreción protoestelar y eyección de material es el mecanismo magneto-centrífugo propuesto por [Blandford & Payne \(1982\)](#). Los modelos predicen vientos colimados y bipolares (e.g., [Bally 2016](#)), aunque en ocasiones se han observado morfologías más complicadas (e.g., [Fernández-López et al. 2013](#); [Teixeira et al. 2008](#); [Louvvet et al. 2018](#)). Existe también, dentro de estas diferentes morfologías, un antecedente bien estudiado de una interacción jet-nube que resulta en un deflexión del jet, y es el caso de HH 270/110 ([Reipurth et al. 1996](#)). El hecho de que existan este tipo de colisiones entre jets y nubes es el ejemplo más directo de introducción de energía mecánica y momento por parte de una protoestrella en su medio circundante.

Podemos decir que hemos aprendido a manejar las herramientas de calibración e imagen de telescopios submilimétricos MIRIAD, KARMA y CASA con el fin de analizar los datos tomados con el interferómetro CARMA en el marco del proyecto CLASSy del continuo a 3 mm y de las líneas de emisión $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ y $\text{HCO}^+(1-0)$.

Con la opción IMFIT del paquete MIRIAD ajustamos gaussianas a las 15 fuentes de continuo detectadas, obteniendo de esta manera la densidad de flujo e información acerca de su posición y tamaño. Calculamos además la masa de cada una de ellas.

A partir del mapa de momento 0 de la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ confeccionado con la herramienta KVIS del paquete KARMA identificamos y caracterizamos los filamentos de Serpens South. Con el mapa de momento 0 confeccionado con la misma herramienta para la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ identificamos la emisión que pudiera estar asociada a los flujos moleculares en la zona Sur de la nube molecular reportados en los trabajos de [Nakamura et al. \(2011\)](#) y [Teixeira et al. \(2012\)](#). En este sentido asociamos el flujo molecular B14 con la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ con velocidades hacia el azul asociada al YSO MM4. Con anterioridad [Nakamura et al.](#) asociaron B14 a la fuente MM15. El diagrama posición-velocidad resultante de hacer un corte en posición de la emisión de B14 en sentido Sureste-Noroeste nos deja ver un gradiente de velocidades que es opuesto al que se espera observar en regiones de formación estelar en caso que MM15 fuese la fuente que da origen a B14, lo cual fortalece nuestra hipótesis.

En cuanto al estudio acerca de la existencia de una interacción entre el filamento y el flujo molecular tenemos diferentes herramientas para buscar evidencias físicas. A partir de los mapas de momento 1 y 2 confeccionados podemos decir que la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ tiene una dispersión de velocidades mayor en la zona donde se cruzan el flujo molecular y el filamento que en otras regiones típicas del filamento Sureste pero la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ no presenta velocidades ni dispersión de velocidades mayores en esa zona que en otras zonas de B14. De hecho las mayores velocidades y dispersión se observan en la zona interna del extremo Este de B14.

Con las opciones *box sum* y *box average* obtuvimos el espectro de la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ y $\text{HCO}^+(1-0)$, respectivamente, en zonas típicas del filamento y de flujo molecular, y donde estos se cruzan. El ensanchamiento de las líneas de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ es casi el doble en la zona donde se cruzan el filamento y el flujo (8.3 km s^{-1}) que en otras zonas típicas del filamento (4.3 km s^{-1}). En el espectro de $\text{HCO}^+(1-0)$ vemos un ala hacia el azul, típica de regiones de gas chocado, con un ancho de unos $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$. Sin embargo en la zona donde tenemos mayores velocidades y mayor dispersión el ala de la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$ se encuentra ensanchada unos $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$.

Por otro lado, al analizar los datos de la emisión a $4.5\ \mu\text{m}$ de *Spitzer* IRAC, longitud de onda que nos permite ver las regiones de gas chocado, no detectamos evidencias de un choque en la zona donde se cruzan el filamento y el flujo molecular.

No podemos descartar completamente que exista una interacción entre el filamento y el flujo molecular, ya que encontramos posibles evidencias en la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ (ensanchamiento del espectro y mayor dispersión de velocidades en esa zona). Sin embargo, como no encontramos las características esperadas en un choque en la emisión de $\text{HCO}^+(1-0)$, renunciamos a la hipótesis de que B14 sea deflectado por una interacción con el filamento.

Tras analizar diferentes escenarios para explicar el gradiente de velocidades que se observa en B14 y su forma de arco, con la información que tenemos hasta el momento concluimos que el escenario más probable es que estos dos fenómenos sean la consecuencia del impacto del material a alta velocidad eyectado por MM4.

Para completar el análisis hemos calculado la masa, el momento y la energía del flujo molecular B15-B14 y su contraparte al rojo, y los valores que obtenemos tienen sentido al compararlos con las estimaciones hechas por Nakamura et al. (2011) con otra línea de emisión y otro valor de distancia.

Por otro lado, en el mapa de momento 1 de la emisión de $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ en el entorno de la fuente de continuo a 3 mm MM4 se puede ver un gradiente de velocidades en dirección aproximadamente perpendicular a la eyección de MM4. Además lo que observamos en el diagrama posición-velocidad resultante de hacer un corte en la dirección del gradiente se asemeja a un perfil kepleriano. Debido a que el tamaño de nuestro beam es bastante mayor que los tamaños típicos de los discos de acreción protoestelares estos no se pueden resolver. Por eso creemos que lo que estamos observando es una envolvente posiblemente en rotación.

En este sentido el escenario con el que nos encontramos puede ser paradigmático para la teoría de Shu et al. (1987), con un YSO acretando y eyectando material, una envolvente y posiblemente un disco en rotación y eyección bipolar en dirección perpendicular a la dirección de rotación.

Por lo descrito anteriormente, se considera que los objetivos planteados han sido alcanzados. Además, este trabajo de tesis es el primer trabajo en el que se propone que B15-B14 son un mismo flujo molecular y en adición hemos sido capaces de caracterizar su morfología y valores energéticos. Por otro lado en trabajos previos de líneas de emisión molecular tampoco había sido posible identificar MHO3255 y MHO3253.

A partir de aquí continuaremos el análisis del resto de los flujos moleculares de Serpens South con el objetivo de hacer una publicación en una revista con referato internacional.

Bibliografía

- Abt, H. A., & Levy, S. G. 1976, , [30](#), [273](#)
- André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., et al. 2014, [Protostars and Planets VI](#), [27](#)
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, , [518](#), [L102](#)
- Bachiller, R. 1996, , [34](#), [111](#)
- Bally, J. 2016, , [54](#), [491](#)
- Bally, J., Balonek, T. J., Cohen, N. L., & Zeilik, II, M. 1980, , [85](#), [1242](#)
- Bally, J., & Devine, D. 1994, , [428](#), [L65](#)
- Bally, J., & Lada, C. J. 1983, , [265](#), [824](#)
- Bally, J., Langer, W. D., Stark, A. A., & Wilson, R. W. 1987, , [312](#), [L45](#)
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, , [199](#), [883](#)
- Blitz, L. 1991, in NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 342, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, [3](#)
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, , [311](#), [858](#)
- Bontemps, S., André, P., Könyves, V., et al. 2010, , [518](#), [L85](#)
- Cerqueira, A. H., & de Gouveia Dal Pino, E. M. 1999, , [510](#), [828](#)
- Charnley, S. B., Hartquist, T. W., Dyson, J. E., & Williams, D. A. 1990, , [243](#), [405](#)
- Chen, X., Gan, C.-G., Ellingsen, S. P., et al. 2013, , [206](#), [22](#)
- Cheung, A. C., Rank, D. M., Townes, C. H., Thornton, D. D., & Welch, W. J. 1969, , [221](#), [626](#)
- Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 1992, , [255](#), [423](#)
- Coker, R. F., Wilde, B. H., Foster, J. M., et al. 2007, , [307](#), [57](#)
- Crutcher, R. M. 2012, , [50](#), [29](#)
- Davis, C. J., Dent, W. R. F., & Burnell, S. J. B. 1990, , [244](#), [173](#)
- Davis, C. J., Dent, W. R. F., Matthews, H. E., Coulson, I. M., & McCaughrean, M. J. 2000, , [318](#), [952](#)
- de Gouveia Dal Pino, E. M. 1999, , [526](#), [862](#)
- Dobbs, C. L., & Pringle, J. E. 2013, , [432](#), [653](#)
- Dopita, M. A., Schwartz, R. D., & Evans, I. 1982, , [263](#), [L73](#)
- Dunham, M. M., Allen, L. E., Evans, II, N. J., et al. 2015, , [220](#), [11](#)
- Dzib, S., Loinard, L., Mioduszewski, A. J., et al. 2010, , [718](#), [610](#)

- Edwards, S., & Snell, R. L. 1982, in , Vol. 14, Bulletin of the American Astronomical Society, 912
- Edwards, S., & Snell, R. L. 1983, , 270, 605
- . 1984, , 281, 237
- Eisloffel, J., & Mundt, R. 1997, , 114, 280
- Feddersen, J. R., Arce, H. G., Kong, S., et al. 2018, , 862, 121
- Federrath, C. 2015, , 450, 4035
- Fendt, C., & Zinnecker, H. 1998, , 334, 750
- Fernández-López, M., Girart, J. M., Curiel, S., et al. 2013, , 778, 72
- Fernández-López, M., Zapata, L. A., & Gabbasov, R. 2017, , 845, 10
- Fernández-López, M., Arce, H. G., Looney, L., et al. 2014, , 790, L19
- Fich, M., & Lada, C. J. 1997, , 484, L63
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, , 262, 590
- Friesen, R. K., Bourke, T. L., Di Francesco, J., Gutermuth, R., & Myers, P. C. 2016, , 833, 204
- Fuente, A. 2001, in ESA Special Publication, Vol. 460, The Promise of the Herschel Space Observatory, ed. G. L. Pilbratt, J. Cernicharo, A. M. Heras, T. Prusti, & R. Harris, 177
- Garden, R. P., & Carlstrom, J. E. 1992, , 392, 602
- Gooch, R. 1996, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 80
- Guenther, K. 2009, Master's thesis, Fakultat für Physik und Geowissenschaften der Universität Leipzig
- Gutermuth, R. A., Megeath, S. T., Myers, P. C., et al. 2009, , 184, 18
- Gutermuth, R. A., Bourke, T. L., Allen, L. E., et al. 2008, , 673, L151
- Haro, G. 1952, , 115, 572
- Hartigan, P., Foster, J. M., Wilde, B. H., et al. 2009, , 705, 1073
- Hasegawa, T. I., & Mitchell, G. F. 1995, , 451, 225
- Hayashi, C. 1961, , 13
- Hayashi, C., & Nakano, T. 1963, *Progress of Theoretical Physics*, 30, 460
- . 1965, *Progress of Theoretical Physics*, 34, 754
- Heathcote, S., Morse, J. A., Hartigan, P., et al. 1996, , 112, 1141
- Herbig, G. H. 1950, , 111, 11
- Hildebrand, R. H. 1983, , 24, 267
- Hurka, J. D., Schmid-Burgk, J., & Hardee, P. E. 1999, , 343, 558
- Iben, Jr., I. 1965, , 141, 993
- Kajdič, P., Reipurth, B., Raga, A. C., Bally, J., & Walawender, J. 2012, , 143, 106
- Kirk, H., Myers, P. C., Bourke, T. L., et al. 2013, , 766, 115
- Königl, A., & Pudritz, R. E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 759

- Lada, C. J., & Lada, E. A. 2003, , [41](#), [57](#)
- Larson, R. B. 1981, , [194](#), [809](#)
- Lee, C.-F., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2000, , [542](#), [925](#)
- López, R., Estalella, R., Raga, A. C., et al. 2005, , [432](#), [567](#)
- Louvet, F., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2018, , [618](#), [A120](#)
- Maddalena, R. J., Morris, M., Moscowitz, J., & Thaddeus, P. 1986, , [303](#), [375](#)
- Mangum, J. G., & Shirley, Y. L. 2015, , [127](#), [266](#)
- Marti, J., Rodriguez, L. F., & Reipurth, B. 1993, , [416](#), [208](#)
- Masqué, J. M., Girart, J. M., Estalella, R., Rodríguez, L. F., & Beltrán, M. T. 2012, , [758](#), [L10](#)
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 376, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*, ed. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell, 127
- Mestel, L., & Spitzer, Jr., L. 1956, , [116](#), [503](#)
- Miettinen, O. 2012, , [542](#), [A101](#)
- Mundt, R., & Fried, J. W. 1983, , [274](#), [L83](#)
- Murray, N. 2011, , [729](#), [133](#)
- Myers, P. C. 2009, , [706](#), [1341](#)
- Nakamura, F., Sugitani, K., Shimajiri, Y., et al. 2011, , [737](#), [56](#)
- Ortiz-León, G. N., Dzib, S. A., Kounkel, M. A., et al. 2017, , [834](#), [143](#)
- Paron, S., Ortega, M. E., Petriella, A., & Rubio, M. 2014, , [567](#), [A99](#)
- Plunkett, A. L., Arce, H. G., Corder, S. A., et al. 2015, , [803](#), [22](#)
- Plunkett, A. L., Fernández-López, M., Arce, H. G., et al. 2018, , [615](#), [A9](#)
- Raga, A. C., & Canto, J. 1995, , 31, 51
- Reipurth, B., & Bachiller, R. 1997, in *IAU Symposium*, Vol. 170, *IAU Symposium*, ed. W. B. Latter, S. J. E. Radford, P. R. Jewell, J. G. Mangum, & J. Bally, 165
- Reipurth, B., & Bally, J. 2001, , [39](#), [403](#)
- Reipurth, B., Bally, J., & Devine, D. 1997, , [114](#), [2708](#)
- Reipurth, B., Bally, J., Graham, J. A., Lane, A. P., & Zealey, W. J. 1986, , 164, 51
- Reipurth, B., Raga, A. C., & Heathcote, S. 1996, , 311, 989
- Rodríguez, L. F., Reipurth, B., Raga, A. C., & Cantó, J. 1998, , 34, 69
- Rodríguez, L. F., Torrelles, J. M., Raga, A. C., et al. 2005, , 41, 435
- Rohlfs, K., & Wilson, T. L. 2004, *Tools of radio astronomy*
- Rudolph, A., & Welch, W. J. 1988, , [326](#), [L31](#)
- Salpeter, E. E. 1955, , [121](#), [161](#)

BIBLIOGRAFÍA

- Sault, R. J., Teuben, P. J., & Wright, M. C. H. 1995, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 77, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, ed. R. A. Shaw, H. E. Payne, & J. J. E. Hayes, 433
- Shu, F. H. 1983, , [273](#), [202](#)
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, , [25](#), [23](#)
- Shu, F. H., Najita, J. R., Shang, H., & Li, Z.-Y. 2000, *Protostars and Planets IV*, 789
- Snell, R. L., Loren, R. B., & Plambeck, R. L. 1980, , [239](#), [L17](#)
- Stahler, S. W., Palla, F., & Ho, P. T. P. 2000, *Protostars and Planets IV*, 327
- Storm, S., Mundy, L. G., Fernández-López, M., et al. 2014, , [794](#), [165](#)
- Sugitani, K., Nakamura, F., Watanabe, M., et al. 2011, , [734](#), [63](#)
- Teixeira, G. D. C., Kumar, M. S. N., Bachiller, R., & Grave, J. M. C. 2012, , [543](#), [A51](#)
- Teixeira, P. S., McCoey, C., Fich, M., & Lada, C. J. 2008, , [384](#), [71](#)
- Vogel, S. N., Wright, M. C. H., Plambeck, R. L., & Welch, W. J. 1984, , [283](#), [655](#)
- Weaver, H., Williams, D. R. W., Dieter, N. H., & Lum, W. T. 1965, , [208](#), [29](#)
- Wolfire, M. G., & Koenigl, A. 1993, , [415](#), [204](#)
- Xie, T., Allen, M., & Langer, W. D. 1995, , [440](#), [674](#)
- Yorke, H. W., & Kruegel, E. 1977, , 54, 183
- Yorke, H. W., & Sonnhalter, C. 2002, , [569](#), [846](#)
- Zinnecker, H. 1997, The low-mass pre-MS stellar content of the 30 Dor starburst cluster, *HST Proposal*
- Zinnecker, H., & Yorke, H. W. 2007, , [45](#), [481](#)

Apéndice

Emisión térmica del polvo interestelar

La radiación térmica de los granos de polvo en regiones de formación estelar es el proceso más importante en el continuo infrarrojo y en longitudes de onda largas (milimétricas y submilimétricas). En el medio interestelar el polvo se encuentra en una proporción de $\sim 1\%$ con respecto a la masa del gas. Los granos de polvo tienen tamaños de entre 0.01 y $1\ \mu\text{m}$. Estas partículas absorben de manera muy eficiente la radiación de longitud de onda más corta que su tamaño y la reemiten como emisión en el continuo, a longitudes de onda largas. El espectro resultante es el de un *cuerpo gris*, el cual es similar a un *cuerpo negro* pero con un factor de absorción que dependerá de la frecuencia ν en la que se esté observando. Así es que el flujo observado a una cierta ν vendrá dado por

$$S_\nu = B_\nu(T_d)(1 - e^{-\tau_\nu})\Omega_S$$

siendo $B_\nu(T_d)$ la planckiana a la temperatura del polvo T_d , Ω_S el ángulo sólido de la fuente y τ_ν la profundidad óptica.

Moléculas

Puede considerarse que los núcleos moleculares tienen un potencial único definido por la distancia internuclear y el estado electrónico. Una molécula puede presentar tres tipos de transiciones fundamentales: rotacionales (que involucran un giro de los núcleos respecto de otros), vibracionales (originadas a partir de los núcleos vibrando alrededor de su posición de equilibrio) y electrónicas (originadas a partir de un cambio en la distribución de la nube de electrones por el salto de un electrón entre niveles de energía distintos). Si hablamos en términos de energía:

$E_{el} = 7.5\ \text{eV}$	$\nu_{el} = 1.8 \times 10^{15}\ \text{Hz}$	$T_{el} \sim 9 \times 10^4\ \text{K}$
$E_{vib} = 0.06\ \text{eV}$	$\nu_{vib} = 1.3 \times 10^{13}\ \text{Hz}$	$T_{vib} \sim 600\ \text{K}$
$E_{rot} = 4 \times 10^{-4}\ \text{eV}$	$\nu_{rot} = 9.8 \times 10^{10}\ \text{Hz}$	$T_{rot} \sim 5\ \text{K}$

En las nubes moleculares, donde la temperatura ronda los $\sim 10\ \text{K}$, en general solo se excitan las transiciones rotacionales.

Por otro lado, las moléculas con momento dipolar nulo no pueden emitir radiación por transiciones rotacionales, ya que no puede haber una variación del vector momento dipolar. Así es que las moléculas diatómicas homonucleares no emiten energía por transiciones rotacionales. Este es el caso de la molécula de H_2 , la más abundante en el universo.

El estudio de la distribución de gas molecular en la galaxia ha quedado entonces relegado al estudio de otras moléculas mucho menos abundantes en el universo que el H_2 .

CO

La molécula de CO es la segunda molécula más abundante en el medio interestelar después de H_2 : su abundancia relativa es $[\text{CO}/\text{H}_2] \approx 1.8 \times 10^{-4}$. Su energía de fotodisociación es de $11.2\ \text{eV}$ y la energía cinética disponible en las nubes moleculares es suficiente para poblar eficientemente sus niveles rotacionales, ya que estos son bajos.

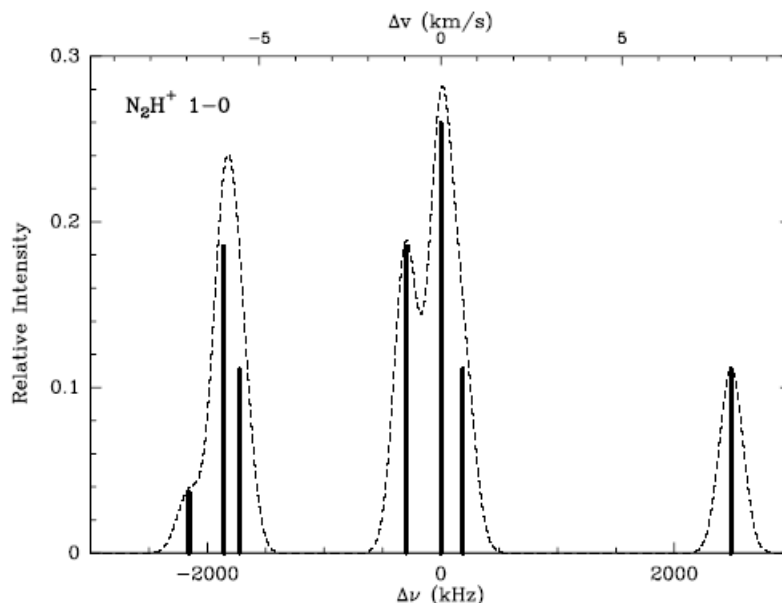


Figura 5.1. Espectro sintético de la molécula de N_2H^+ en la transición $J=1-0$. Superpuesta con línea punteada vemos un espectro sintético con ancho de línea 100 kHz ($\Delta v=0.3218 \text{ km s}^{-1}$). Imagen tomada de [Mangum & Shirley \(2015\)](#).

Las transiciones rotacionales de ^{12}CO así como de sus variantes isotópicas ópticamente delgadas ^{13}CO y C^{18}O ¹ pueden ser usadas para estimar la densidad columnar de H_2 en las nubes moleculares de nuestra galaxia (ver e.g., [Frerking et al. 1982](#)).

N_2H^+

La molécula de N_2H^+ es una molécula trazadora de gas denso. A diferencia del CO , esta molécula requiere de densidades más altas para que su intensidad sea detectable, luego podremos observarlas en regiones con densidades mayores. Es así que para el estudio observacional del gas denso que conforma los filamentos de las nubes moleculares donde se forman las estrellas N_2H^+ es un muy buen trazador de dicho gas.

Es una molécula de acoplamiento de spin múltiple, es decir que presenta interacción hiperfina, debido a la interacción entre su spin y el momento cuadrupolar de los dos núcleos de Nitrógeno que lo conforman. Considerando el acoplamiento de ambos núcleos de Nitrógeno se puede encontrar que el nivel $J=0$ se divide en 3 niveles de energía, el $J=1$ se divide en 7 niveles de energía y los niveles $J \geq 2$ se divide en 9 niveles de energía. En la imagen 5.1 podemos ver el espectro sintético de la transición $J=1-0$, en donde se pueden apreciar las 7 componentes hiperfinas distribuidas en dos tripletes y un singlete.

HCO^+

El HCO^+ se observa en diversos fenómenos del Universo. En particular en ambientes de formación estelar se ha asociado a la emisión a alta velocidad de flujos moleculares (e.g., [Vogel et al. 1984](#); [Garden & Carlstrom 1992](#)) y también a objetos Herbig-Haro como emisión quiescente (e.g., [Rudolph & Welch 1988](#); [Davis et al. 1990](#)). En regiones de formación estelar su abundancia relativa al H_2 es 2×10^{-9} ([Hasegawa & Mitchell 1995](#)). Al ser uno de los iones más abundantes en las nubes oscuras nos da una indicación del nivel de ionización de las mismas. Por otro lado, si los choques producen velocidades lo suficientemente altas para producir radiación en la banda X o UV entonces el desequilibrio químico, la radiación y la excitación colisional con electrones incrementan la abundancia y la intensidad de HCO^+ ([Wolfire & Koenigl 1993](#)).

¹ Son generalmente ópticamente delgadas debido a sus abundancias relativas: $[^{12}\text{C}/^{13}\text{C}]=89$ y $[^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}]=5.5$, excepto en nubes moleculares muy densas donde pueden llegar a ser ópticamente gruesas.

Mapas de momento

Los mapas de momento nos permiten analizar una imagen multidimensional a partir de generar momentos de un eje específico y sirven como una técnica de análisis de líneas espectrales. Hacer un mapa de momento consiste básicamente en colapsar un eje en un pixel y ajustar el valor de ese pixel a otro estimado a partir de valores del eje de momento.

Hay diferentes tipos de momentos. Los que usaremos en este trabajo son:

- Momento 0: el valor integrado del espectro. Δv representa el ancho del pixel a lo largo del eje de momento. En el caso de un cubo de velocidades este eje corresponde con el de la velocidad radial. Nos da información acerca de la distribución espacial de la emisión del sistema.

$$M_0 = \Delta v \sum I_i$$

- Momento 1: Se conoce también como campo de velocidad. Nos da información acerca de la cinemática del sistema y se puede entender como el valor de la velocidad radial pesada por la intensidad de cada pixel.

$$M_1 = \frac{\sum I_i v_i}{M_0}$$

- Momento 2: Se conoce también como campo de dispersión de velocidad. Puede entenderse como una medida del ancho de una línea espectral o la dispersión de la línea pesada por la intensidad en cada pixel.

$$M_2 = \sqrt{\frac{\sum I_i (v_i - M_1)^2}{M_0}}$$

Para más información ver el portal de CASA en el siguiente link: <https://casa.nrao.edu/docs/casaref/image.moments.html>